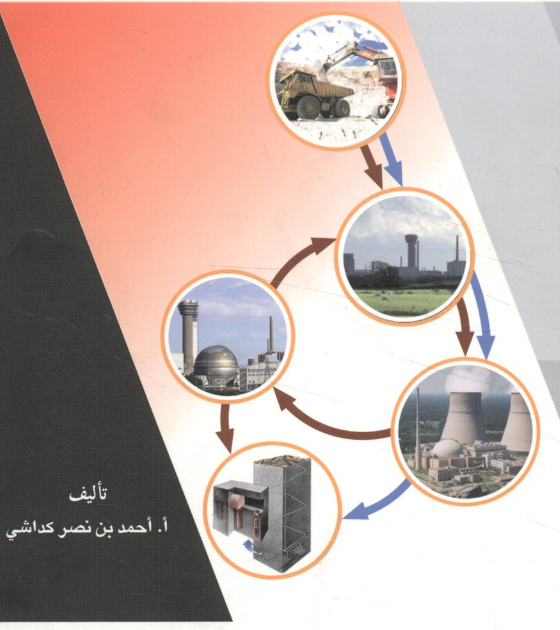
هندسة وتقنيات

المحطات النووية



تأليف

أ. أحمد بن نصر كداشي

جامعة الملك سعود

النشر العلمي والمطابع



هندسة وتقنيات المحطات النووية

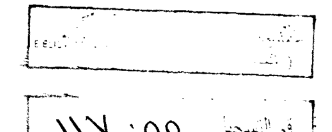


تأليف

الأستاذ/ أحمد بن نصر كداشي

مركز البحوث - كلية الهندسة

جامعة الملك سعود





النشر العلمي والمطابع - جامعة الملك سعود

ص.ب ٦٨٩٥٣ - الرياض ١١٥٣٧ - المملكة العربية السعودية

فهرسة مكتبة الملك فهد الوطنية أثناء النشر

كداشي، أحمد بن نصر.

هندسة وتقنيات المحطات النووية / أحمد بن نصر كداشي - الرياض، ١٤٣٣هـ.

٤٥٨ ص ؛ ١٧سم × ٢٤ سم

ردمك: ٧ - ٩٨٢ - ٥٥ - ٩٩٦٠ - ٩٧٨

١- الإشعاع النووي ٢- التلوث الإشعاعي ٣- محطات الطاقة النووية

أ. العنوان

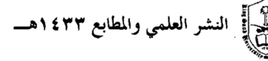
ديوي ٣٦٣,١١   ١٤٣٣/٢٨٤٠

رقم الإيداع: ١٤٣٣/٢٨٤٠

ردمك: ٧ - ٩٨٢ - ٥٥ - ٩٩٦٠ - ٩٧٨

حكمت هذا الكتاب لجنة متخصصة، وقد وافق المجلس العلمي على نشره في اجتماعه السابع للعام الدراسي ١٤٣٣/١٤٣٢هـ، المعقود بتاريخ ١٤٣٣/١/٩هـ، الموافق ٢٠١١/١٢/٤م.

تعتذر إدارة النشر العلمي والمطابع عن عدم وضوح بعض أشكال الكتاب بسبب عدم وضوحها من المصدر.



النشر العلمي والمطابع ١٤٣٣هـ

مقدمة المؤلف

الحمد لله رب العالمين، والصلاة والسلام على أشرف الأنبياء وخاتمْ المرسلين نبينا محمد وعلى آله وصحبه أجمعين ... وبعد:

فيتناول هذا الكتاب، وعنوانه (هندسة وتقنيات المحطات النووية) المواضيع الأساسية لفهم تقنية إنتاج الطاقة النووية في مختلف المراحل ابتداء من محطات تصنيع الوقود النووي، ومحطات القدرة النووية، ومحطات تكرير الوقود المستهلك، ومعالجة النفايات الإشعاعية، وانتهاء بسلامة المحطات النووية. ولقد اجتهدت في تبسيط أسلوب هذا الكتاب ليكون مناسباً لشرائح عديدة من القراء، وليكون خاصة مرجعًا للطالب والباحث في مجال الهندسة النووية. ورغم كثرة المعادلات الرياضية في بعض الفصول لشرح بعض المفاهيم، فقد حرصت على تقديمها بشكل شيق وغير ممل للقارئ، راجيا التوفيق في ذلك.

يحتوي هذا الكتاب على اثني عشر فصلا، أولها محطات تخصيب اليورانيوم وتصنيع الوقود النووي، وآخرها الحوادث النووية وسلامة المحطات. يتناول الفصل الأول كيفية استخراج خامات اليورانيوم وتعدينها ثم تقنيات طرائق التخصيب المختلفة، وعمليات تصنيع الوقود النووي. واختص الفصل الثاني بمحطات القدرة

النووية، حيث يُقدم شرحًا مفصلا للمكونات الأساسية لهذا النوع من المحطات، وللمواد الأساسية للمفاعل النووي، وأنواع المفاعلات النووية الانشطارية وفق الأجيال المتلاحقة لها، ثم كيفية التحكم في المفاعل بشكل عام. أما الفصل الثالث، فيتناول محطات تكرير الوقود المستهلك وتخزين النفايات المشعة، فيتطرق لشرح التقنيات المختلفة لعمليات تكرير الوقود المستهلك، والمواد الناتجة من هذه العمليات، ثم تصنيف النفايات المشعة ومعالجتها، وطرائق التخزين النهائي لها.

يتناول الفصل الرابع، والخامس، والسادس أساسيات الفيزياء النووية ودورة النيوترونات في المفاعلات النووية، حيث يُقدم الفصل الرابع دراسة خصائص النيوترونات وتهدئة النيوترونات السريعة، ثم انتشار النيوترونات الحرارية، ويتطرق الفصل الخامس إلى شرح تأثير المواد المكونة للمفاعل وعوامل تضاعف النيوترونات، ثم دورة النيوترونات داخل المفاعل. أما الفصل السادس فيختص بدراسة نظريات انتشار وانتقال النيوترونات داخل قلب المفاعل وحل المعادلات الرياضية الخاصة بذلك.

وقد خصص الفصل السابع، والثامن، والتاسع لدراسة ديناميكا المفاعلات النووية والتحكم في تشغيلها بشكل عام، حيث يُقدم الفصل السابع أنواع النيوترونات في المفاعل ومدة دورة المفاعل، ومختلف الحالات الانتقالية، ويهتم الفصل الثامن بدراسة تطور مستوى الفاعلية أثناء تشغيل المفاعل. أما الفصل التاسع فيختص بشرح مفصل لتأثير قضبان التحكم، والمواد الماصة الذائبة كأدوات للتحكم في تشغيل المفاعل.

يتناول الفصل العاشر موضوع انتقال الحرارة في مختلف مكونات المفاعل وكيفية الاستفادة منها. أما بقية فصول الكتاب، الفصل الحادي عشر والثاني عشر، فخصصت لدراسة الحماية من الإشعاعات وسلامة المحطات النووية من حيث تحليل

وتقويم الحوادث المحتملة والعبرة من الحوادث النووية السابقة ثم استنباط التصاميم الهندسية لسلامة المحطات النووية.

وأخيراً، أتقدم بالشكر لله الذي وفقنى لإنجاز هذا العمل المتواضع إسهاماً في نشر العلوم الهندسية باللغة العربية. وأرجو أن أكون قد وفيت هذا الموضوع حقه، وأن يكون هذا العمل خالصاً لوجه الله - عز وجل -.

ولا يفوتني أن أتقدم بالشكر بعد ذلك إلى مركز البحوث بكلية الهندسة بجامعة الملك سعود على تقديم الدعم والمساعدة لإنجاز هذا الكتاب بحمد الله وعونه.

المؤلف

المحتويات

ص

الفصل الأول

محطات تخصيب اليورانيوم وتصنيع الوقود النووي

(١,١) مقدمة

تُعدُّ مرحلة تخصيب اليورانيوم من أهم وأصعب حلقات دورة الوقود ؛ لأنها تحتاج إلى تقنيات عالية وتكاليف باهظة. ولقد ارتبط تخصيب اليورانيوم في القرن الماضي بالأسلحة النووية ، وتدميرها الفتاك للحياة والممتلكات والبيئة مما زاد من مخاوف انتشارها فجُعلت قوانين واتفاقيات دولية تحد من هذا النشاط. وهكذا أصبح نشاط تخصيب اليورانيوم حكراً فقط على بعض الدول الكبرى والمتقدمة تقنياً في العالم. وكذلك الحال بالنسبة إلى نشاط معالجة الوقود النووي المستهلك ؛ لأنه يحتوي على مادة البلوتونيوم التي أصبحت حالياً الأكثر استعمالاً لإنتاج الأسلحة النووية ، وسنخصص فصلاً كاملاً في هذا الكتاب لدراسة هذا الموضوع إن شاء الله.

سنتناول في هذا الفصل عمليات استخراج معدن اليورانيوم من باطن الأرض وتكريره ، ثم معالجته كيميائياً ؛ ليصبح جاهزاً للتخصيب. بعد ذلك سنتطرق إلى شرح أكثر التقنيات استعمالاً وكفاءةً لتخصيب اليورانيوم.

ونختم هذا الفصل بتناول الطرائق المختلفة لتصنيع الوقود النووي سواء كان من خامات اليورانيوم الطبيعي، أو المخصب، أو خليط أكسيد اليورانيوم، والبلوتونيوم الناتج عن عمليات تكرير الوقود المستهلك.

(١,٢) خامات اليورانيوم وتعدينها

اُكتشفت خامات اليورانيوم في أواخر القرن الثامن عشر (١٧٨٩م)، وانحسرت استعمالاته قبل العصر النووي في تلوين الزجاج، وصناعة الدهانات المضيئة للساعات، وبعض الأجهزة الأخرى. كذلك استعملت خامات اليورانيوم التي تحتوي على عنصر الراديوم المشع في الينابيع الحارة للأغراض الطبية في معالجة بعض الأمراض. لكن منذ بداية العصر النووي (١٩٤٠م) استعمل جل اليورانيوم المنتج في صناعة الأسلحة النووية، ثم بعد ذلك لإنتاج الوقود النووي للمفاعلات.

توجد خامات اليورانيوم في باطن الأرض مثل العديد من المعادن الأخرى ونسب وفرته تفوق بكثير نسبة المعادن الثمينة، مثل الذهب والفضة. وتتراوح نسبة تركيز اليورانيوم بين ٢ و٤ جزء في المليون (ppm) في حجر القرانان و١٣ ppm في ماء البحر، وتصل إلى ٤٠٠ ppm في بعض المناطق.

تتوزع خامات اليورانيوم في العديد من مناطق العالم، إلا أنها توجد بتركيز عالٍ يسمح اقتصادياً باستخراجه في أستراليا، وكندا، وأمريكا، وجنوب إفريقيا، ونسبياً في البرازيل، وكازاخستان، والصين، وكذلك في بعض الدول الأخرى، لكن بكميات قليلة.

(١,٢,١) مناجم اليورانيوم

ساعدت الإشعاعات الصادرة عن خامات اليورانيوم في الكشف عنها على الرغم من نشاطها الإشعاعي الضعيف؛ ولهذا تستخدم أجهزة الكشف عن الإشعاعات بكثرة أثناء مرحلة المسح والتنقيب؛ لمعرفة تركيز المعدن، وتحديد منطقة

المنجم. بعد تحديد المنطقة والطبقة الجيولوجية للمعدن يتم تحديد النوع المناسب للمنجم، وطريقة استغلاله.

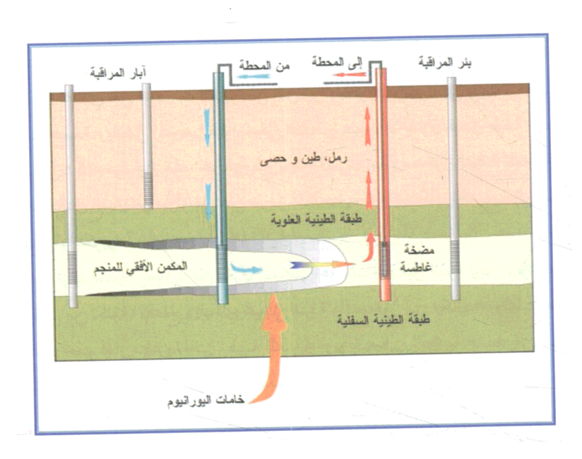
وتنقسم مناجم اليورانيوم إلى ثلاثة أنواع: منجم مفتوح على السطح، ومنجم تحت سطح الأرض من خلال أنفاق، ومنجم آبار الترشيح. ويُفضل اختيار منجم الأنفاق لتفادي نقل الكميات الكبيرة من التربة والصخور للوصول إلى طبقة المعدن إذا كانت عميقة. ويُفضل المنجم المفتوح على السطح عندما لا يفوق عمق طبقة المعدن أكثر من ١٢٠ متراً. وفي هذه الحالة تجمع بعد الحفر التربة وصخور الطبقة المعدنية في كلتا الحالتين السابقتين، وتُرسل عن طريق الشحنات، أو السكك الحديدية إلى محطة الطحن والتكرير.

تزايد منذ السبعينات من القرن الماضي عدد مناجم اليورانيوم بآبار الترشيح، مما يقلل من تكلفة الإنتاج وتفادي تحويل التربة والصخور من مكانها، وتتميز هذه المناجم بحفر آبار متقاربة حتى طبقة المعدن، ويُوضع في بعضها خليط من المواد السائلة المذيبة لخامات اليورانيوم، ثم تُسحب من الآبار الأخرى بعد ترشيحها داخل طبقة مهد المعدن. بعد ذلك يُنقل السائل المستخرج إلى محطة المعالجة والتصفية للحصول على اليورانيوم. ويصل إنتاج هذا النوع من المناجم إلى حوالي ١٦٪ حالياً من النتاج الإجمالي لليورانيوم في العالم. يوضح الشكل رقم (١,١) منجم آبار ترشيح اليورانيوم.

(١,٢,٢) عمليات تعدين اليورانيوم

عندما يصل المعدن الخام من المنجم إلى محطة التكرير التي تكون قريبة عادة، تُطحن الصخور وتُغربل، ثم يخلط المسحوق الناتج بكميات كبيرة من الماء. تضاف إلى هذا المحلول كميات كبيرة من الكبريت أو محلول قلوي؛ لإذابة خامات اليورانيوم. بعد ذلك يرسب اليورانيوم ويصل تركيزه إلى ٨٥-٩٥٪ ثم تجفيفه للحصول على مادة أكسيد اليورانيوم (U_3O_8) ذات اللون الأصفر، أو ما يسمى بالكعك الأصفر. بعد ذلك

توضع مادة أكسيد اليورانيوم الطبيعي هذه في براميل، ثم تباع على هذا الشكل، ثم يتجه إلى محطات التحويل والتخصيب.



الشكل رقم (١,١). منجم آبار ترشيح اليورانيوم [٢٥].

تختلف محطة تكرير وتركيز اليورانيوم الناتج من منجم آبار الترشيح عن المحطات الأخرى ؛ لأن ناتج تلك الآبار هو على شكل محلول حامض قلوي يتم نقله مباشرة من الآبار إلى المحطة. يحتوي هذا المحلول على اليورانيوم المؤكسد الذائب، ويستخلص عن طريق تبادل الأيونات بالراتينج (IX)، أو تبادل الأيونات الذائبة (SX) حسب ملوحة المحلول المستخدم. بعد ذلك يُزال اليورانيوم من الراتينج ويُرسب، ثم يُنقى ويجفف للحصول على الكعك الأصفر (U_3O_8).

(١,٢,٣) نفايات التكرير

بعد عملية التكرير تجمع بقايا التربة والصخور حول المحطة بكميات كبيرة خاصة عندما يكون المنجم مفتوحاً أو تحت الأرض. وتُكدس هذه الكميات على شكل أكوام مكونة هضبة صغيرة يجب عزلها عن البيئة ؛ لأنها تعدُّ من النفايات ولا تمثل هذه النفايات خطراً على البيئة بشكل عام على الرغم من أنها تحتوي على مواد مشعة ، مثل الراديوم ، ومواد ثقيلة أخرى ؛ وذلك لأن نشاطها الإشعاعي عادة ما يكون قليلاً جداً.

أما نفايات محطة تكرير اليورانيوم المستخرج من مناجم آبار الترشيح فهي قليلة جداً مقارنةً بنفايات المناجم التقليدية ، ويعدُّ ذلك من أهم ميزات هذا النوع من المناجم ؛ ذلك لأن المحلول المتبقي بعد عمليات التركيز يُعالج قبل ضخه من جديد في آبار الترشيح. وتتمثل عملية المعالجة هذه في إضافة الأكسجين ، وتعديل الحموضة ، وتنقية المحلول من المعادن والشوائب ؛ ولهذا عادةً ما تكون كميات النفايات قليلة مما يسمح بدفنها قرب المحطة مع التأكيد من عدم تسربها إلى منطقة المنجم أو المياه الجوفية.

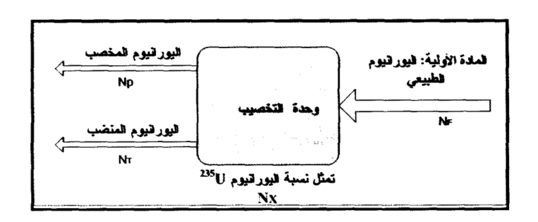
(١,٣) عملية التخصيب (أو الإثراء)

يتكون اليورانيوم الطبيعي من خليط نظائر اليورانيوم بالنسب المتفاوتة الآتية : (U^{238} - 99.3%) و(U^{235} - 0.72 %) و(U^{234} < 0.01 %). تُعرف عملية التخصيب بزيادة نسبة النظير U^{235} الذي يمثل المادة الانشطارية في اليورانيوم. أما النظير U^{238} الذي يمثل النسبة الكبيرة في اليورانيوم الطبيعي فهو مادة قابلة للانشطار ، ولا تساهم في الانشطارات مباشرة ؛ ولهذا فإن جل الوقود المستعمل في المفاعلات النووية مخصب بنسبة ٣-٥٪ ، ولا يمكن تخصيب اليورانيوم كيميائياً ؛ لأن هذه التفاعلات يحكمها عدد إلكترونات الذرات المتفاعلة. وبما أن النظائر لها عدد الإلكترونات نفسها ، فكلها تتفاعل كيميائياً معاً وبالطريقة نفسها ؛ مما يجعل من الصعب فصلها عن بعضها. ولهذا

فإن تخصيب اليورانيوم يحتم استخدام الطرائق الفيزيائية، وذلك بالاستفادة من فرق الكتلة البسيط الذي لا يتجاوز ثلاث وحدات وزنية ذرية بين نظيري اليورانيوم U^{235} وU^{238} الذي يساوي (Δ A= 238-235= 3 amu).

(١,٣,١) العوامل الأساسية لعملية التخصيب

قبل شرح الطرائق الفيزيائية لتخصيب اليورانيوم يفضَّل تعريف العوامل الأساسية التي تحكم عملية التخصيب وفصل النظائر عن بعضها. لنفرض أن لدينا وحدة تخصيب فيزيائية، فمن غير شك أن يكون لها مدخل لليورانيوم الطبيعي (U^{235} - 0.72 % و U^{238} - 99.3 %)، الذي يمثل المادة الأولية ومخرجين. ويصدر من المخرج الأول اليورانيوم بنسبة تفوق النسبة الأصلية ٠,٧٢٪ ويصدر من المخرج الثاني اليورانيوم المنضب بنسبة أقل من النسبة الأصلية. يوضح الشكل رقم (١,٢) وحدة مبسطة لتخصيب اليورانيوم.



الشكل رقم (١,٢). وحدة تخصيب اليورانيوم.

نستعمل نسب تخصيب الذرات الداخلة N_F ونسب تخصيب الذرات الخارجة N_p وN_T لتعريف العوامل الأساسية لوحدة التخصيب، وعملية الفصل بين النظائر على النحو الآتي:

أولاً: عامل التخصيب

$$\alpha = \frac{N_p(1-N_F)}{N_F(1-N_P)} \qquad (١,١)$$

ثانياً: عامل التنضيب

$$\beta = \frac{N_F(1-N_T)}{N_T(1-N_F)} \qquad (١,٢)$$

ثالثاً: عامل الفصل

$$\alpha.\beta = \frac{N_P(1-N_T)}{N_T(1-N_P)} \qquad (١,٣)$$

(١,٣,٢) مقياس شغل الفصل

نلاحظ أن عامل الفصل هذا لا يكفي لمعرفة كفاءة وحدة التخصيب والشغل اللازم لفصل النظائر؛ ولهذا اتفق على تعريف مقياس يأخذ بعين الاعتبار جهد الشغل اللازم لقياس عملية التخصيب المطلوب. يُسمَّى هذا المقياس بشغل الفصل الذي يمكن استنتاجه من المعادلات الرياضية لوحدة التخصيب، وذلك على النحو الآتي:

أولاً: نسبة كمية المادة الخام الداخلة إلى كمية المادة المخصبة المنتجة

$$\frac{F}{P} = \frac{(N_P - N_T)}{(N_F - N_T)} \qquad (١,٤)$$

ثانياً: نسبة كمية المادة المنضبة الخارجة إلى كمية المادة المخصبة المنتجة

$$\frac{T}{P} = \frac{N_P - N_F}{N_F - N_T} \qquad (١,٥)$$

ترمز الحروف F ، P ، T إلى كمية المادة الداخلة والخارجة من وحدة التخصيب تتاليا.

ثالثاً: مقياس شغل الفصل

$$SW = PV(N_P) + TV(N_T) - FV(N_F) \qquad (١,٦)$$

حيث الدالة V(N) حل لمعادلة تفاضلية من الدرجة الثانية لا تعتمد إلا على تغيير تركيز اليورانيوم الداخل والخارج من وحدة التخصيب.

$$V(N) = (2N-1)Ln(\frac{N}{1-N}) \qquad (١,٧)$$

وحدة مقياس شغل الفصل (separation work unit: SWU) وهي الكيلوجرام أو الطن حيث إن:

$$\begin{aligned} 1\ SWU &= 1Kg\ SW \\ 1\ KSWU &= T\ SW \end{aligned} \qquad (١,٨)$$

تستعمل هذه الوحدة أيضاً لقياس الكميات المنتجة لمحطات التخصيب، مثل خمسين طن وحدة شغل في السنة (50 TWS/year)، أو لقياس الطاقة اللازمة لإنتاج وحدة شغل الفصل بالكيلوواط ساعة (Kwhr/SWU).

مثال:

لنفرض أننا نرغب في إنتاج كيلوجرام واحد من اليورانيوم المخصب بنسبة 3.5% من (^{235}U)، ونسمح بأن تكون نسبة اليورانيوم المنضب 0.3% من (^{235}U) فقط. أوجد كمية اليورانيوم اللازمة لذلك وكمية اليورانيوم المنضب الناتجة، ثم احسبْ عدد وحدات شغل الفصل لوحدة التخصيب هذه.

الحل:

١- بتطبيق المعادلتين (١,٤) و(١,٥) نحصل على ما يلي:

كمية اليورانيوم الطبيعي (F) والمنضب(T)

$$F = P.\frac{(N_P - N_T)}{(N_F - N_T)} = 1.\frac{(3.5-0.3)}{(0.71-0.3)} = 7.8\,Kg$$

$$T = P.\frac{(N_p - N_F)}{(N_F - N_T)} = 1.\frac{(3.5-0.71)}{(0.71-0.3)} = 6.8\,Kg$$

٢- بتطبيق المعادلتين (١,٦) و(١,٧) نحصل على ما يلي:

$$V(N_P) = (2\times3.5\times10^{-2} - 1)Ln(\frac{3.5\times10^{-2}}{1-3.5\times10^{-2}}) = 3.085$$

$$V(N_T) = (2\times0.3x10^{-2} - 1).Ln(\frac{0.3x\times10^{-2}}{1-0.3x10^{-2}}) = 5.771$$

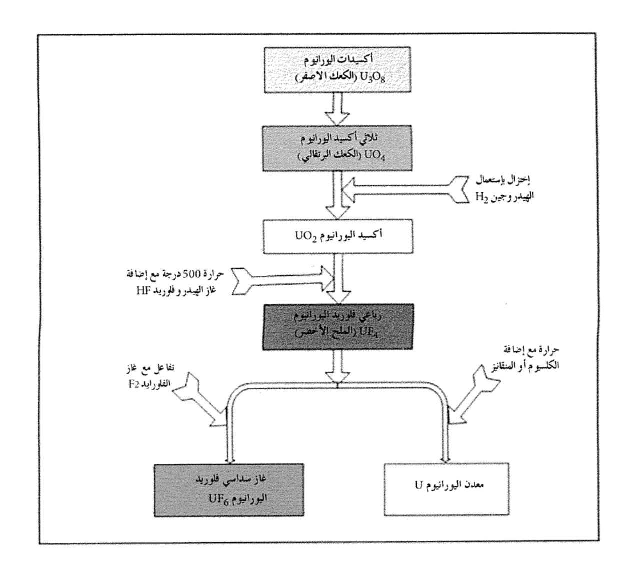
$$V(N_F) = (2\times0.71\times10^{-2} - 1).Ln(\frac{0.71\times10^{-2}}{1-0.71\times10^{-2}}) = 4.871$$

$$SWU = 1\times3.085 + 6.8\times5.771 - 7.8x4.871 = 4.334$$

تجدر الإشارة إلى أن تكلفة اليورانيوم المخصب ترتكز على تكلفة اليورانيوم الطبيعي، وتكلفة وحدات شغل الفصل (SWU) اللازمة لذلك. ولهذا يجب التوفيق بين التكلفتين، علما أن عدد وحدات شغل الفصل تتزايد كلما انخفضت نسبة خصوبة اليورانيوم المنضب الناتج. فمثلا إذا أردنا استعمال كمية أقل من (6.5 Kg) من اليورانيوم الطبيعي يجب توفير شغل أكبر (SWU=5.424)، وذلك عند إنتاج يورانيوم منضب بنسبة % 0.2 عوضاً عن اليورانيوم المنضب السابق بنسبة % 0.3.

(١,٤) طرائق تخصيب اليورانيوم

قبل عمليات التخصيب يجب تحويل اليورانيوم إلى غاز لتسهيل هذه العملية المعقدة؛ ولهذا يُنقل أكسيد اليورانيوم (U_3O_8 — الكعك الأصفر) من المنجم إلى محطة التحويل. يُنقى في هذه المحطة ويُحوَّل إلى غاز سداسي فلوريد اليورانيوم UF_6 وفق تفاعلات متتالية، كما هو موضح في الشكل رقم (١,٣) الآتي:



الشكل رقم (١,٣). عمليات تصنيع غاز سداسي فلوريد اليورانيوم UF_6.

يُحفظ غاز إقزافلوراد اليورانيوم UF_6 في نهاية العمليات السابقة ليصبح سائلاً، ثم يوضع في خزانات خاصة تصل حمولتها إلى ١٥ طناً، ثم يُبرد من جديد فيتحول إلى الحالة الصلبة على شكل بلورات بيضاء اللون لينقل بعد ذلك إلى محطات التخصيب. ويوضح الجدول رقم (١,١) الآتي بعض خصائص غاز سداسي فلوريد اليورانيوم.

الجدول رقم (١,١). بعض خصائص غاز سداسي فلوريد اليورانيوم UF_6.

الحالة	درجة الحرارة (^0C)	الكثافة (g/cm3)
صلبة	20.7	5.09
الانصهار	64.02	3.67
سائل	148.90	3.043
غاز	230.20	-
النقاط المهمة	**درجة الحرارة (^0C)**	**الضغط (bar)**
نقطة التبخر	56.40	1.01
النقطة الثلاثية	64.02	1.52
النقطة الحرجة	230.20	45.60

منذ أربعينات القرن الماضي أُجري كثير من الأبحاث لتخصيب اليورانيوم ابتداءً من محطات الكتلة لفصل أيونات نظائر اليورانيوم مروراً بالطرد المركزي والانتشار الغازي، وانتهاءً باستخدام الليزر. لم تصل إلى مرحلة التصنيع التجاري إلا طريقتا الطرد المركزي والانتشار الغازي، ولا تزال بعض المحاولات جارية باستخدام الليزر؛ ولهذا سنتطرق إلى شرح أهم طرائق تخصيب اليورانيوم.

(١,٤,١) التخصيب بالطرد المركزي

يعتمد تخصيب اليورانيوم بطريقة الطرد المركزي على دوران العديد من الوحدات المتتالية بسرعة كبيرة جداً. وتتكون كل وحدة من أسطوانة ذات محور عمودي دوَّار مملوءة بغاز سداسي فلوريد اليورانيوم UF_6، وتدور كل أسطوانة بسرعة فائقة تقارب سرعة الصوت مما ينتج داخلها قوة طاردة تجعل الجزئيات الثقيلة $^{238}UF_6$ تتحرك نحو الجدار الداخلي والجزيئات الخفيفة $^{235}UF_6$ تتحرك نحو محور الأسطوانة. وهكذا تستغل طريقة الطرد المركزي لتخصيب اليورانيوم فرق الكتلة بين جزيئات غاز سداسي فلوريد اليورانيوم UF_6، ويمكن حساب هذا الفرق وفق الكتل الجزئية لنظائر اليورانيوم والفلوريد M_1 وM_2 كما يلي:

$$\frac{M_2 - M_1}{M_2} \times 100$$

$$= \frac{(238 + 6\times19) - (235 + 6\times19)}{(238 + 6\times19)} \times 100 \qquad (١,٩)$$

$$= 0.85\ \%$$

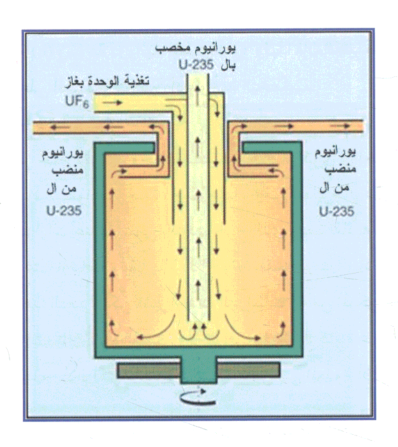
لتحسين هذا النظام يُولد تيار معاكس داخل الأسطوانة عن طريق الحمل الحراري طول المحور بالتسخين، وهكذا يرتفع الغاز عند الجدار وينزل عند محور الأسطوانة. وبهذه الطريقة يصبح الغاز الأكثر ثراءً أو خصوبةً في الأسفل والغاز المنضب في أعلى الأسطوانة، وليس على أطراف قطرها. ولا يحتاج سريان الغاز في هذه الوحدة إلى مكبس أو ضغط خارجي بسبب فرق الضغط الناتج عن حقل قوى الطرد المركزي، الذي يجعل ضغط الغاز عالياً قرب الجدار وضعيفاً قرب محور الأسطوانة؛ ولهذا تُوضع فتحة أنبوب خروج الغاز المنضب قرب الجدار الداخلي في أعلى الأسطوانة وفتحة أنبوب خروج الغاز المخصب قرب الجدار الداخلي أيضاً لكن في أسفل الأسطوانة. أما غاز التغذية فيدخل عند محور المنطقة الأقل ضغطاً ومن أعلى الأسطوانة. ويوضح الشكل رقم (١,٤) مدخل الغاز المغذي UF_6 ومخرجي اليورانيوم المنضب والمخصب لوحدة الطرد المركزي.

(١,٤,١,١) خصائص وحدة تخصيب الطرد المركزي

يعتمد عامل الفصل وقدرته على خصائص الغاز وأبعاد وحدة التخصيب وسرعة الدوران، ومن المهم دراسة المؤثرات الأساسية على هذه العوامل لتحسين أداء وحدات تخصيب الطرد المركزي في المستقبل. تُكتب نظرياً معادلتا عامل وقدرة الفصل على النحو الآتي:

أولاً: عامل الفصل

$$\alpha.\beta = \exp\left[\frac{(M_2 - M_1)V^2}{2RT}.\frac{L}{d}.\sqrt{2}\right] \qquad (١,١٠)$$



الشكل رقم (١,٤). تخصيب اليورانيوم بالطرد المركزي [٣٢].

ثانياً: قدرة الفصل

$$\delta_U = \frac{\pi}{2}.\rho.D.L\left[\frac{(M_2 - M_1).V^2}{2RT}\right]^2 \qquad (1,11)$$

حيث إن:

M1 وM2: الكتل الجزئية التي يجب فصلها.

R وD: ثابت الغاز وثابت الانتشار تتالياً.

ρ: كثافة الغاز وT: درجة الحرارة (^0K)

d وL: قطر الأسطوانة وارتفاعها.

v: سرعة الدوران.

نلاحظ من خلال المعادلة (١,١١) أن قدرة الفصل تتناسب طردياً مع زيادة ارتفاع الأسطوانة (L) وسرعة دورانها القطري (v)؛ ولهذا فإن الكثير من الجهود تبذل حاليا للحصول على أفضلهما لتحسين أداء وحدة التخصيب.

(١,٤,١,٢) ديناميكية وحدة التخصيب

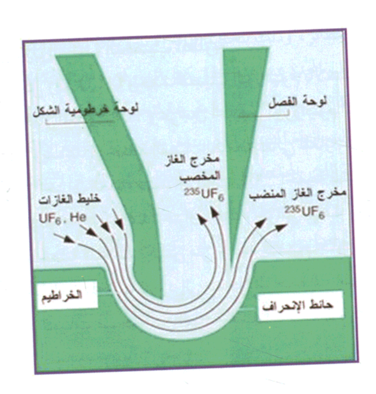
يكمنُ سر نجاح تصميم وحدة تخصيب الطرد المركزي في اختيار متانة المواد المستعملة، وأبعاد أسطوانة الوحدة، وسرعتها، ومن المعلوم أن دوران الأسطوانة بسرعة يسبب اهتزازات عندما يُسمى بالتردد الحرج الذي يجب تفاديه، وبما أن لأبعاد الأسطوانة وسرعتها ارتباطاً وثيقاً بالتردد الحرج، فقد جرت العادة بتشغيل وحدة التخصيب تحت هذا التردد، لكن تشير أحدث الدراسات أنه من الممكن تشغيل الوحدة فوق هذا التردد؛ لتحسين قدرة الفصل. ولا تتوافر معلومات كثيرة عن تفاصيل تقنية وحدات التخصيب؛ لأن أكثرها لا يزال سرياً. لكن من المعلوم أن قطر الأسطوانة يتراوح بين ١٥ و٢٠ سم، وطولها حوالي ٢,١ متراً، وسرعة الدوران بين ٥٠٠٠٠ و٧٠٠٠٠ دورة في الدقيقة.

(١,٤,٢) التخصيب بالفوهات المنحنية

طريقة تخصيب اليورانيوم بالفوهات المنحنية شبيهة بطريقة تخصيب اليورانيوم بالطرد المركزي، حيث إنها تستغل أيضاً فرق الكتلة لجزئيات غاز سداسي فلوريد اليورانيوم. تستخدم هذه الطريقة غاز UF_6 المضغوط مع الهيدروجين أو الهليوم وفوهات منحنية تتخللها حواجز ذات مدارات محددة. عندما يسمح للغاز المضغوط بالخروج من ثقوب صغيرة يتمدد ويكتسب سرعة كبيرة قبل دخوله الفوهات المنضبة. وتحت تأثير القوة الطاردة داخل الفوهة تتجه الجزئيات الخفيفة $^{235}UF_6$ نحو المدارات الصغيرة والجزئيات الثقيلة $^{238}UF_6$ نحو المدارات الكبيرة مما يسمح بفصلهما عن بعضهما.

يوضح الشكل رقم (١,٥) مبدأ طريقة تخصيب اليورانيوم بالفوهات المنحنية. أكبر عيب هذه الطريقة هو استهلاكها الكبير للطاقة لكبس الغاز وتبريده، أما أكثر

الدول اهتماماً بطريقة التخصيب هذه فهي جنوب أفريقيا والبرازيل، حيث لا تزال لهما أبحاث في هذا المجال.



الشكل رقم (١,٥). تخصيب اليورانيوم بالفوهات المنحنية [٣٢].

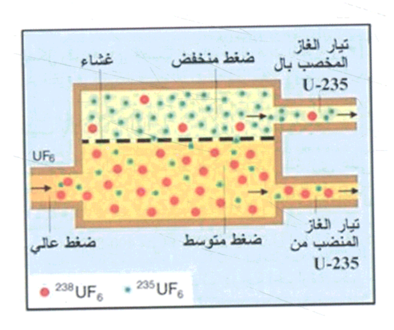
(١,٤,٣) التخصيب بالانتشار الغازي

يعتمد مبدأ تخصيب اليورانيوم بطريقة الانتشار الغازي على اختلاف سرعة اختراق جزئيات غاز سداسي فلوريد اليورانيوم $^{238}UF_6$ و$^{235}UF_6$ لغشاء له ثقوب صغيرة جداً (قطر: $400\text{-}800\text{x}10^{-8}$ متر)؛ ذلك لأن معدل الطاقة الحركية متساو لجميع أنواع الجزئيات المكونة للغاز؛ لأنه تحت تأثير درجة الحرارة، لكن سرعة تحرك كل جزيء مرتبط بكتلته؛ ولهذا فإن قدرة فصل اليورانيوم لوحدة الانتشار الغازي تساوي جذر نسبة كتل جزئيات الغاز M_2 ($^{238}UF_6$) و M_1 ($^{235}UF_6$) وفق المعادلة الآتية:

$$\alpha\beta = \frac{V_8}{V_5}(UF_6) = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}} = 1.0042 \qquad (١,١٢)$$

نلاحظ أن هذه القيم صغيرة جداً، إلا أنه بالإمكان عند تكرار عملية التخصيب مرات عديدة الوصول إلى نسبة التخصيب المطلوبة.

يوضح الشكل رقم (١,٦) وحدة تخصيب اليورانيوم بالانتشار الغازي، التي تتكون من مدخل الغاز المغذي UF_6، ومخرجين أحدهما لليورانيوم المخصب، والثاني لليورانيوم المنضب. ويساعد في عملية الفصل الضغط العالي للغاز عن طريق مكبسين لحث الجزيئات على اختراق الغشاء فتنفذ جزيئات $^{235}UF_6$ الخفيفة نسبياً بسرعة أكبر من جزيئات $^{238}UF_6$ الثقيلة $(V_5 > V_8)$. عند اختراق الغشاء لحوالي نصف كمية الغاز الداخل تُضخ هذه الكمية المخصبة قليلاً ثم تُكبس من جديد لتصبح جاهزة لدخول الوحدة الموالية إلى آخره، أما الغاز المنضب فيعود إلى مدخل الوحدة السابقة. تستهلك عملية تخصيب اليورانيوم كميات ضخمة من الطاقة لتشغيل الأعداد الكثيرة من المكابس وإزالة الحرارة من النظام.

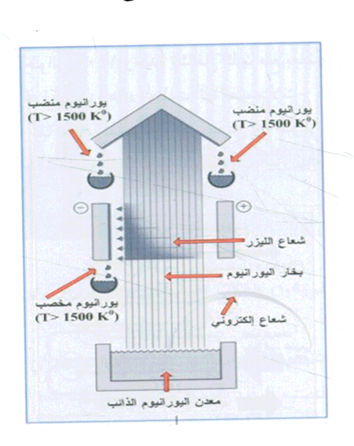


الشكل رقم (١,٦). تخصيب اليورانيوم بالانتشار الغازي [٣٢].

(١,٤,٤) التخصيب بالليزر

تستغل طريقة تخصيب اليورانيوم بالليزر اختلاف مستويات طاقة تأيين أو تفكيك جزيئات نظير العنصر نفسه. وباستخدام الليزر يمكن تأيين أو تفكيك جزئيات نظير واحد داخل مجموعة من النظائر، وذلك بتحديد طاقة الإثارة بدقة لذلك النظير فقط. بعد ذلك تتم عملية فصل النظير المحدد بمساعدة حقل كهربائي وفق نوع شحنة الأيونات.

يوضح الشكل رقم (١,٧) غرفة مفرغة لتخصيب اليورانيوم بالليزر. تحتوي هذه الوحدة على معدن اليورانيوم المنصهر الذي يتبخر عن طريق حزمة الإلكترونات، فتتصاعد الذرات وتمتص أشعة الليزر المحددة طاقتها لإثارة ذرات اليورانيوم ^{235}U فقط. عند ذلك تتأين ذرات اليورانيوم ^{235}U وتُسحب نحو القطب السالب للحقل الكهربائي لتجميعها، أما ذرات اليورانيوم الأخرى فتواصل طريقها إلى الأعلى وتصبح يورانيوماً منضباً.

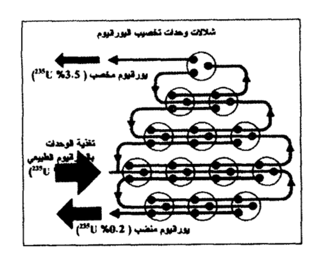


الشكل رقم (١,٧). تخصيب اليورانيوم بالليزر [٢٧].

أجرت الولايات المتحدة وفرنسا واليابان العديد من الأبحاث لتحسين طريقة التخصيب بالليزر، إلا أن الظروف الصعبة ودرجة الحرارة العالية لتبخير اليورانيوم (T>1500 C) لم تسمح لطريقة التخصيب هذه من الخروج من المختبرات، والوصول إلى مرحلة التصنيع.

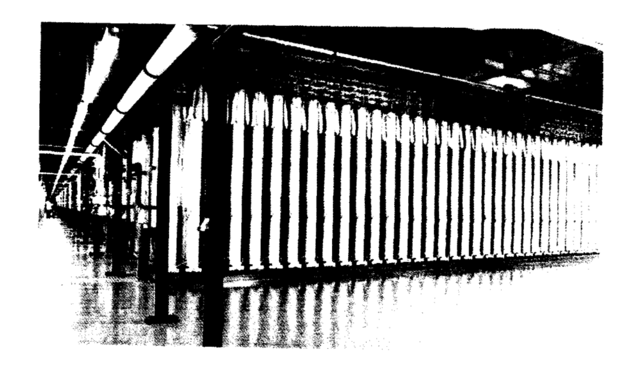
(١,٤,٥) تصميم محطات تخصيب اليورانيوم

لم تتجاوز طرائق تخصيب اليورانيوم مرحلة التجارب المخبرية إلا طريقتي الانتشار الغازي والطرد المركزي اللتين وصلتا إلى المرحلة التجارية. وتستعمل كل منهما غاز سداسي فلوريد اليورانيوم (UF_6) كمادة أولية، التي تصل إلى كل من المحطتين على شكل صلب في حاويات خاصة. بعد ذلك يتم تحويلها إلى الحالة الغازية برفع درجة الحرارة بدون المرور بالحالة السائلة (نقطة التسامي ٥٤). أما قدرة الفصل لوحدات التخصيب بالانتشار الغازي فهي صغيرة جداً (١,٠٠٣) عادةً، ولهذا تحتاج محطة التخصيب إلى حوالي ١٤٠٠ وحدة تشتغل كلها مع بعضها لإنتاج اليورانيوم المخصب بنسبة ٣-٥٪. لكن ميزة هذه المحطات أنها تصمم لإنتاج كميات كبيرة حوالي (6 – 10 MSWU/Y)، أما الطاقة المستهلكة فهي تصل إلى حوالي (2400 Kwh/SWU). يوضح الشكل رقم (١,٨) مجموعة من وحدات تخصيب اليورانيوم بالانتشار الغازي.



الشكل رقم (١,٨). وحدات تخصيب اليورانيوم بالانتشار الغازي [٢٧].

لا يتجاوز عدد وحدات تخصيب اليورانيوم بطريقة الطرد المركزي عشرين وحدة للحصول على الخصوبة نفسها (٣-٥٪)، لكن الكميات المنتجة تكون أقل؛ ولهذا تصمم الوحدات على شكل شلالات متوازية يصل عددها إلى حوالي خمسين وحدة لإنتاج (1-1.5 MSWU/Y). أما الطاقة المستهلكة فتصل إلى حوالي (50 Kwh/SWU). ويوضح الشكل رقم (١,٩) مجموعة من الوحدات لأحد شلالات تخصيب اليورانيوم بالطرد المركزي.



الشكل رقم (١,٩). شلالات تخصيب اليورانيوم بالطرد المركزي [٢٦].

تنتج محطات تخصيب اليورانيوم بالانتشار الغازي حوالي ٤٠٪ من اليورانيوم المخصب المنتج اليوم لتصنيع الوقود النووي خاصة. وتستهلك هذه المحطات كميات كبيرة من الطاقة حوالي ٦٠ مرة ما تستهلكه محطات تخصيب اليورانيوم بالطرد المركزي، كما أنها لها منشآت ضخمة وتكلفة عالية. أما محطات الطرد المركزي فهي أصغر حجماً، ولها

مميزات عددية من بينها قلة كميات الطاقة المستهلكة، ومرونتها الكاملة في تشغيل عدد الوحدات أو الشلالات، والتحكم في نسبة خصوبة اليورانيوم المنتج.

(١,٥) محطات تصنيع الوقود النووي

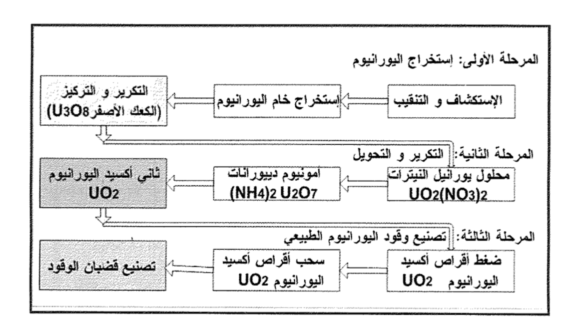
يحتوي الوقود النووي بشكل عام على أحد العنصرين الانشطاريين: اليورانيوم ^{235}U، أو البلوتونيوم ^{239}Pu، بالإضافة إلى اليورانيوم ^{238}U وقليل من المواد المساعدة الأخرى ليصبح على شكل مادة صلبة خزفية (سيراميك) قابلة لتحمل درجة حرارة عالية. وتستخدم المفاعلات النووية الحالية المنتجة للقوى الكهربائية ثلاثة أنواع من الوقود، أولها وقود اليورانيوم الطبيعي، وثانيها وقود اليورانيوم المخصب قليلاً (٣-٥٪)، وثالثها وقود خليط اليورانيوم والبلوتونيوم. يستعمل النوع الأول من الوقود في مفاعلات الجرافيت المبرد بالغاز (GCR)، ومفاعلات الماء الثقيل الكندي (CANDU). ويستعمل وقود النوع الثاني في مفاعلات الماء المضغوط (PWR) والماء المغلي (BWR) ومفاعل الماء ذي القنوات (RBMK)، أما وقود النوع الثالث فيستعمل في مفاعلات النيوترونات السريعة (FBR). وانتشر أخيراً استعمال هذا النوع من الوقود ليصل إلى حوالي ثلث وقود مفاعلات الماء الخفيف والمغلي من مفاعلات الجيل الثالث.

يمر اليورانيوم المنتج من المنجم، كما سبق شرحه بمراحل التكرير والتنقية ثم التخصيب قبل أن يصل إلى محطات تصنيع الوقود. وترتكز عمليات تصنيع الوقود النووي على الرغم من تشابه بعضها على نوعية الوقود المنتج أساساً في هذه المحطات. كذلك تنتج هذه المحطات أنواعاً أخرى من الوقود النووي العالي الخصوبة؛ لاستخدامه في مفاعلات البحث العلمي، ومفاعلات الغواصات، وحاملات الطائرات.

(١,٥,١) تصنيع وقود اليورانيوم الطبيعي

لا تحتاج المادة الخام لتصنيع وقود اليورانيوم الطبيعي إلى مرحلة التخصيب، بل يستخدم اليورانيوم المركز (الكعك الأصفر U_3O_8) بعد تحويله إلى ثاني أكسيد اليورانيوم

UO_2 مباشرة لتصنيع هذا النوع من الوقود. يوضح الشكل رقم (١,١٠) المراحل الأساسية التي يمر بها خام اليورانيوم لتصنيع وقود اليورانيوم الطبيعي.



الشكل رقم (١,١٠). مراحل تصنيع وقود اليورانيوم الطبيعي **[٣٣]**.

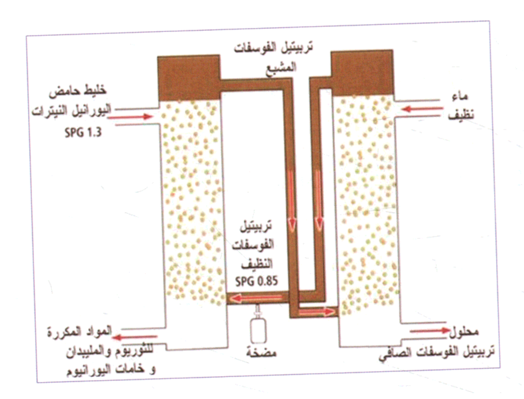
لقد شُرحت المرحلة الأولى لتصنيع الوقود في بداية الفصل، أما المرحلة الثانية فهي الأكثر تعقيداً وتحتوي على الخطوات الآتية:

أولاً: تكوين محلول يورانيل النيتريت، وذلك بإذابة اليورانيوم المركز (الكعك الأصفر) في حامض النيتريك (HNO_3).

ثانياً: إزالة الشوائب غير الذائبة من المحلول بالمرشحات، ثم تنقيته بطريقة الاستخلاص بالمذيب باستخدام تربيتيل الفوسفات والماء، كما هو موضح في الشكل رقم (١,١١).

ثالثاً: ترسيب مواد المحلول باستخدام الأمونيوم الهيدوكسايد للحصول على الأمونيوم الديورنايت ($(NH_4)2U_2O_7$).

رابعاً: اختزال المنتج بالهيدروجين H_2 لإنتاج مسحوق ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2).



الشكل رقم (١,١١). الاستخلاص بالمذيب [٣٣].

تختص المرحلة الثالثة بعمليات تصنيع الوقود، التي تحتوي على الخطوات الآتية:

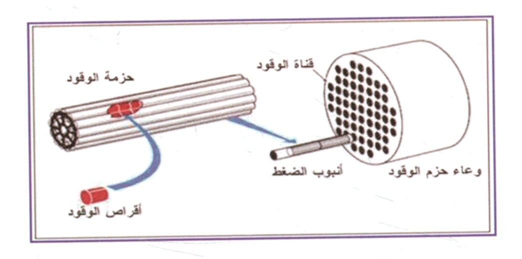
أولاً: ضغط مسحوق ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) لتصنيع أقراص أسطوانة تفوق أبعادها بقليل أبعاد أقراص الوقود النهائي.

ثانياً: حرق هذه الأقراص في فرن عالي الحرارة لتكتسب الصلابة ويصبح لها تكوين خزفي.

ثالثاً: شحذ الأقراص وتنظيفها لتتناسب أبعادها مع أبعاد أقراص الوقود المطلوب تصنيعه.

رابعاً: وضع هذه الأقراص داخل أنابيب الزركونيوم أو الحديد غير قابل للصدأ ثم قفله باللحام من الطرفين لتصبح أقلام الوقود.

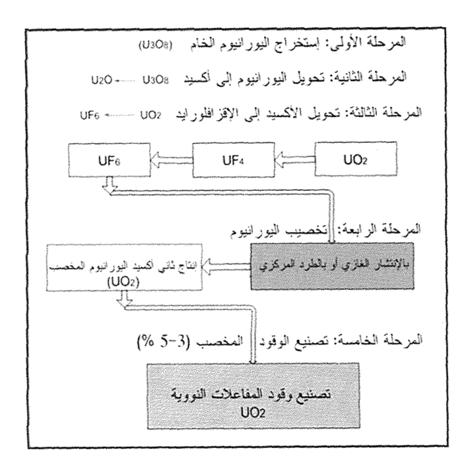
تُجمع بعد ذلك هذه الأقلام في حزم تتناسب أبعادها وعددها مع متطلبات نوع المفاعل. ويوضح الشكل رقم (١,١٢) حزمة وقود اليورانيوم الطبيعي الخاصة بمفاعل الماء الثقيل (CANDU) وتحتوي هذه الحزمة على حوالي ٣٧ قلماً بطول نصف متر ووزن إجمالي يقارب ٢٠ كيلوجراماً.



الشكل رقم (١,١٢). حزمة وقود اليورانيوم الطبيعي لمفاعل الماء الثقيل [٢٦].

(١,٥,٢) تصنيع وقود اليورانيوم المخصب (٣-٥٪)

يتميز وقود مفاعلات الماء الخفيف بنسبة خصوبة تتراوح بين ٣ و ٥٪ من اليورانيوم ^{235}U مما حتم إضافة مرحلتي تحويل ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) إلى غاز سداسي فلوريد اليورانيوم (UF_6)، ثم تخصيب اليورانيوم الطبيعي قبل مرحلة تصنيع الوقود. ويوضح الشكل رقم (١,١٣) المراحل المهمة لتصنيع هذا النوع من الوقود.



الشكل رقم (١,١٣). مراحل تصنيع وقود مفاعلات الماء الخفيف [٣٣].

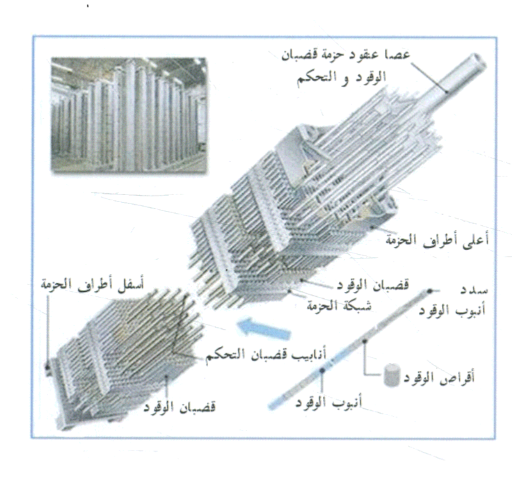
لا يُوجد اختلاف يُذكر بين مراحل البداية والنهاية لتصنيع وقود اليورانيوم الطبيعي ووقود اليورانيوم المخصب، إلا أن الأخير يحتاج إلى مرحلتين إضافيتين قبل مرحلة التصنيع الأخيرة. وتتمثل المرحلة الثالثة لتصنيع وقود مفاعلات الماء الخفيف في الخطوات الآتية:

أولاً: إنتاج رباعي الفلوريد اليورانيوم (الملح الأخضر UF_4) بمزج ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) بحامض الهيدروفلوريد (HF).

ثانياً: إنتاج غاز سداسي فلوريد اليورانيوم (UF_6) ليصبح قابلاً للتخصيب، وذلك عن طريق التفاعل الكيميائي لليورانيوم رباعي الفلوريد (UF_4) مع غاز الفلور(F_2).

أما مرحلة التخصيب فشُرحت بالتفصيل في بداية هذا الفصل سواء كانت عن طريق الانتشار الغازي أو الطرد المركزي. بعد ذلك يُنتج ثاني أكسيد اليورانيوم المخصب وفق النسبة المطلوبة ثم تبدأ مرحلة إنتاج الوقود التي لا تختلف عن مرحلة إنتاج وقود اليورانيوم الطبيعي التي تعرضنا لشرحها سابقاً.

يوضح الشكل رقم (١,١٤) حزمتين لوقود اليورانيوم المخصب، إحداهما خاصة بمفاعلات الماء الخفيف المضغوط (PWR)، والثانية خاصة بمفاعلات الماء الخفيف المغلي (BWR). أما عدد الأقلام فهو يتراوح بين ١٧٧ و٢٦٤ والطول بين ٤ و٥ أمتار. ويوضح الشكل رقم (١,١٤) حزم وقود اليورانيوم المخصب.



الشكل رقم (١,١٤). حزمة الوقود المخصب [٣٩].

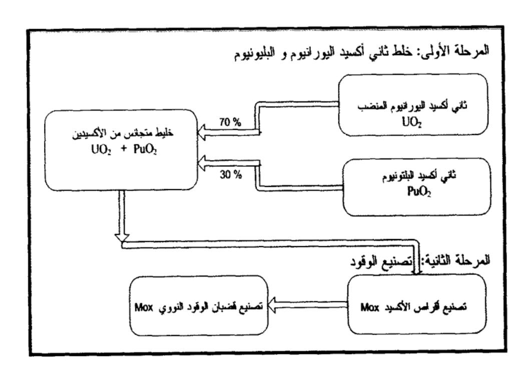
(١,٥,٣) تصنيع وقود خليط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم (MOX).

تتكون المادة الخام لصنع خليط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم (MOX) من ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) المنضب الناتج من رجيع عملية التخصيب، وثاني أكسيد البلوتونيوم (PuO_2). ولا يوجد البلوتونيوم في الطبيعة، لكن يتم إنتاجه عن طريق تكرير الوقود المستهلك في المفاعلات النووية. ولأهمية هذا الموضوع سنخصص فصلاً من هذا الكتاب لتكرير الوقود المستهلك، وإنتاج مادة البلوتونيوم، واستخلاص اليورانيوم الذي لم يستهلك أيضاً وإعادتهما من جديد إلى دورة الوقود النووي.

تحتوي عملية تصنيع الوقود (MOX) على مرحلتين كما هو موضح في الشكل رقم (١,١٥) الآتي:

المرحلة الأولى: خلط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم.

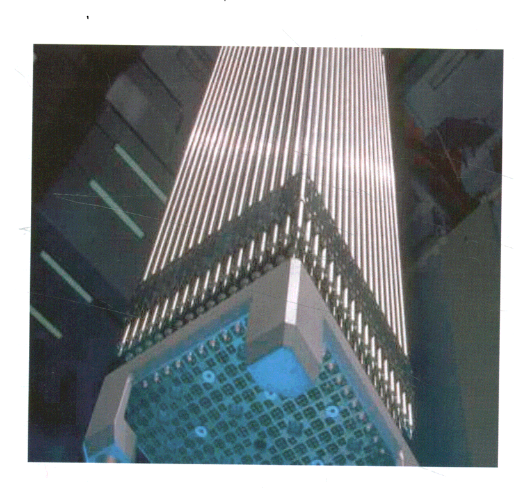
المرحلة الثانية: تصنيع الوقود (MOX).



الشكل رقم (١,١٥). مراحل تصنيع الوقود النووي (MOX).

تتمثل المرحلة الأولى في خلط متجانس لثاني أكسيد اليورانيوم المنضب مع نسبة معينة من ثاني أكسيد البلوتونيوم. وعند الحصول على خليط الأكسيدين بنسبة الخصوبة المطلوبة، تبدأ المرحلة الثانية الخاصة بتصنيع الوقود. لا تختلف مرحلة تصنيع هذا النوع من الوقود عن مراحل تصنيع الوقود النووي السابقة الذكر، ولا داعي لإعادة شرحها.

يُوضح الشكل رقم (١,١٦) حزمة من أقلام الوقود لخليط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم. تحتوي هذه الحزمة على حوالي ٢٥٠ قلماً، ويتراوح طولها بين ٤ و٥ أمتار، ويقارب وزنها ٢٠٠٠ كيلوجرام.



الشكل رقم (١,١٦). حزمة وقود خليط اليورانيوم والبلوتونيوم [٣٩].

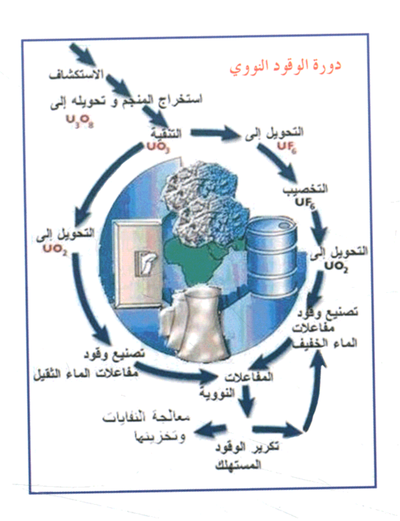
(١,٥,٤) أنواع الوقود النووي الأخرى

أكثر أنواع الوقود النووي استعمالاً هي الأنواع الثلاثة التي ذكرت، لكن بعض التطبيقات الخاصة تحتاج إلى أنواع مختلفة من الوقود، والمثال على ذلك وقود مفاعلات الأبحاث التي تتميز عادة بخصوبة عالية تفوق ٢٠٪.

ويُستخدم أحياناً اليورانيوم على شكل سبيكة معدنية عوضاً عن ثاني أكسيد اليورانيوم، وكذلك الحال بالنسبة لمفاعلات الغواصات وحاملات الطائرات التي تحتاج أيضاً إلى نسبة خصوبة عالية سواء أكان الوقود من اليورانيوم المخصب أم خليط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم (MOX) "موكس"، ذلك؛ لأنه كلما كانت خصوبة الوقود عالية، أمكن تصنيع مفاعل صغير الحجم.

(١,٥,٥) دورة الوقود النووي

تجدر الإشارة إلى أن المادة الأولية لتصنيع الوقود النووي من اليورانيوم ليست فقط هي خام اليورانيوم المنتج من المنجم، بل إن جزءاً كبيراً منها ناتج عن عملية تكرير الوقود المستهلك؛ وذلك لأن الاستهلاك الفعلي لليورانيوم الأصلي في الوقود قليل جداً. ولهذا، فإن الجزء الأكبر من اليورانيوم بعد عملية تكرير الوقود المستهلك، الذي سنخصص له الفصل الثالث في هذا الكتاب، يعود إلى مصنع الوقود من جديد. أما الوقود النووي الذي يحتوي على اليورانيوم ونظائر البلوتونيوم (موكس) فهو يعتمد أساساً على ناتج عملية تكرير الوقود المستهلك من يورانيوم وبلتونيوم. ويوضح الشكل رقم (١,١٧) دورة الوقود النووي ابتداءً من خام اليورانوم مروراً بمختلف مراحل التصنيع، ثم تكرير الوقود المستهلك، وإعادة الناتج إلى دورة الوقود من جديد.



الشكل رقم (١,١٧). دورة الوقود النووي.

(١,٦) تمارين

١- اذكرْ أهم أنواع مناجم اليورانيوم مع توضيح طريقة استخراج خام اليورانيوم من كل منها.

٢- اذكرْ أهم العمليات للحصول على الكعك الأصفر من خامات اليورانيوم.

٣- وَضِّحْ باختصار مفهوم تخصيب اليورانيوم. وهل يمكن القيام بهذه العملية كيميائياً؟ ولماذا؟

٤- اشرح العوامل الأساسية لعملية تخصيب اليورانيوم الآتية:

أ) عامل التخصيب.

ب) عامل التنضيب.

ج) عامل الفصل.

د) مقياس شغل الفصل.

٥- اذكرْ طرائق تخصيب اليورانيوم الممكنة بدون تفصيل، ثم اشرح باختصار مراحل الطريقتين الأكثر رواجاً اليوم لتخصيب اليورانيوم.

٦- اشرح باختصار أهم العمليات اللازمة لتحويل الكعك الأصفر إلى غاز إقزافلورايد (UF_6).

٧- اذكرْ مميزات كل من طريقتي تخصيب اليورانيوم بالانتشار الغازي والطرد المركزي.

٨- اذكرْ أهم أنواع الوقود النووي المستعمل اليوم موضحاً نوع المفاعل المناسب لكل منها.

٩- اذكرْ أهم مراحل تصنيع وقود الماء الخفيف ومفاعلاته.

١٠- أوجد كمية اليورانيوم الطبيعي اللازمة لإنتاج عشرة كليوجرامات من اليورانيوم المخصب بنسبة ٥٪ وعدد وحدات شغل الفصل لهذه العملية، علماً أن نسبة اليورانيوم المنضب المتبقي تحتوي على نسبة ٠,٠٢٪ من اليورانيوم U^{235}.

١١- أعدْ حسابات التمرين السابق، علماً أن المطلوب إنتاج عشرة كيلوغرامات من اليورانيوم المخصب بنسبة ٩٠٪.

١٢- وضحْ أهمية وقود خليط أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم في الحاضر والمستقبل.

الفصل الثاني

محطات القدرة النووية

● مقدمة ● المكونات الأساسية للمحطة ● المواد الأساسية للمفاعل النووي ● أنواع المفاعلات النووية الانشطارية ● التحكم في المفاعل النووي ● تمارين

(٢,١) مقدمة

الوظيفة الأساسية لمحطات القدرة النووية هي إنتاج الطاقة الكهربائية من خلال انشطار ذرات الوقود الثقيلة، مثل اليورانيوم أو البلوتونيوم. وتستعمل الطاقة الحرارية الهائلة الناتجة عن ذلك التفاعل النووي لتسخين الماء وإنتاج البخار لتشغيل التربينة، ثم توليد الطاقة الكهربائية. ولهذا؛ فإن لهذه المحطات أوجه تشابه عديدة مع محطات القدرة الكهربائية العادية التي تستعمل الوقود الأحفوري سواءً كان فحماً حجرياً أو نفطاً أو غازاً طبيعياً.

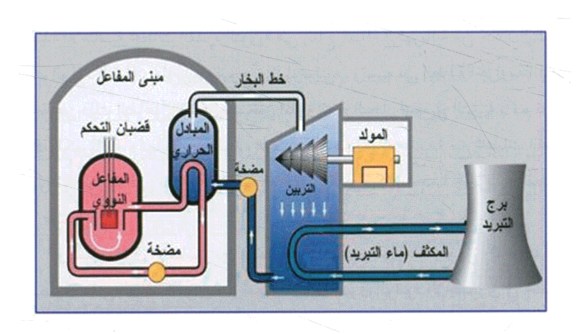
ويتمثل الفرق الأساسي بين هذه المحطات في نوع الوقود المستعمل ونوع التفاعل للحصول على الطاقة الحرارية. وتحكم عملية حرق الوقود الأحفوري في محطات القدرة الكهربائية العادية التفاعلات الكيمائية، لكن تحكم عملية الانشطار في محطات القدرة النووية التفاعلات النووية التي تنتج طاقة ضخمة، وعلى سبيل المثال فإن

انشطار نوى واحد كيلوغرام من اليورانيوم تنتج طاقة مكافئة لحرق حوالي ١٤,٥ طناً من الفحم الحجري أو ١٠ أطنان من النفط. وهكذا تظهر أهمية إنتاج الطاقة الكهربائية عن طريق المفاعلات النووية من الناحية الاقتصادية والبيئية.

يختص هذا الفصل بشرح المكونات الأساسية لمحطات القدرة النووية وتوضيح دور كل جزء من هذه المنشآت الكبرى. وسيتطرق أيضاً إلى تصنيف المفاعلات النووية الانشطارية المختلفة، وتفاصيل التحكم، وتشغيل هذه المحطات.

(٢,٢) المكونات الأساسية للمحطة

تحتوي محطات القدرة النووية على الرغم من اختلاف بعضها عن بعض على أجزاء أساسية توجد في كل منها، مثل: قلب المفاعل، المبادل الحراري، الوعاء، الحواجز الإشعاعية، التربينة والمولد الكهربائي وتوابعهما. يوضح الشكل رقم (٢,١) محطة القدرة النووية بأجزائها الأساسية.



الشكل رقم (٢,١). نموذج لمحطة القدرة النووية.

(١,٢,٢) قلب المفاعل

يمثل قلب المفاعل النووي أهم عناصر محطة القدرة النووية، حيث إنه مصدر الطاقة الحرارية الرئيسي، فهو بمثابة الغلاية في محطات القدرة العادية. ويحتوي قلب المفاعل على مجموعة من حزم قضبان الوقود والتحكم، وعلى مادتي التبريد والتهدئة اللتين تكونان واحدة أحياناً كما هو الحال في المفاعلات النووية للماء الخفيف.

تُوضع هذه القضبان وفق أشكال هندسية مختلفة حسب نوع المفاعل مع مراعاة الفراغات اللازمة لمرور المبرد بينها ونقل الحرارة الناتجة عن التفاعلات النووية الانشطارية داخلها. وتُنتج الانشطارات النووية المتسلسلة بالإضافة إلى الطاقة الهائلة (حوالي 200 MeV) لكل انشطار، معدل ٢,٥ نيوتروناً سريعاً؛ ولهذا يجب أثناء التصميم واختيار مواد قلب المفاعل والعمل على الحد من تسرب هذه النيوترونات إلى خارج المفاعل والمحافظة على نيوترون واحد على الأقل من هذه النيوترونات الانشطارية لمواصلة الانشطار المتسلسل. وبما أن هذا النيوترون له احتمال أكبر في إحداث انشطار جديد عندما تكون طاقته حرارية، فيجب وضع مواد مهدئة للنيوترونات الانشطارية في قلب المفاعل، وتكون أحياناً المادة المهدئة ومادة التبريد واحدة في بعض المفاعلات النووية. وسنتعرض لشرح خصائص كل هذه المواد لاحقاً في هذا الفصل.

تتميز قضبان التحكم بكفاءة عالية في امتصاص النيوترونات وأثناء تشغيل المفاعل تكون قضبان التحكم هذه معلقة فوق قلب المفاعل مما يسمح للنيوترونات بأداء دورها في عملية الانشطار. لكن عند إدخال هذه القضبان في قلب المفاعل تمتص قضبان التحكم النيوترونات التي هي المحرك الأساسي للتفاعلات النووية، فتخمد التفاعلات ويتوقف المفاعل.

غالباً، ما تُوضع مواد عاكسة للنيوترونات كغطاء داخلي لقلب المفاعل للحد من تسربها إلى الخارج، وتكون في الكثير من الأحيان من مادة التهدئة نفسها باستثناء

المفاعلات السريعة التي لا تحتاج إلى مادة مهدئة أصلاً بل يوضع غطاء من مواد ثقيلة حول قلب المفاعل لكنها لأغراض أخرى.

(٢,٢,٢) المبادل الحراري

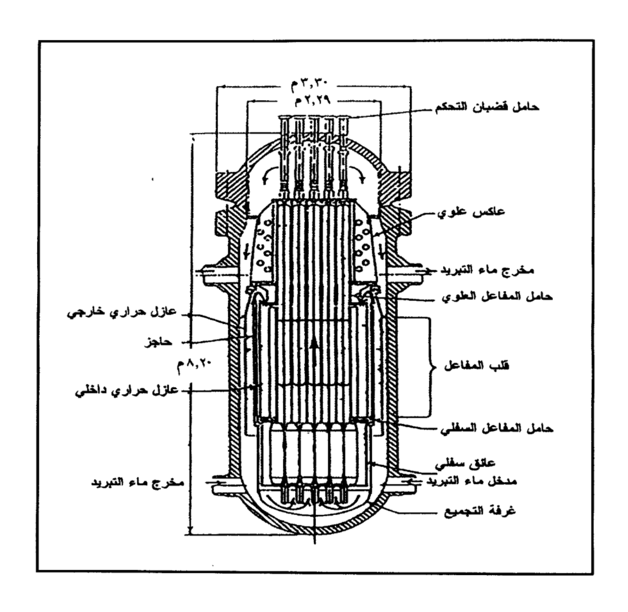
المبادل الحراري هو وعاء يشبه "الراديتر" يتم داخله انتقال الحرارة من مائع التبريد في الدورة الحرارية الأولى إلى ماء الدورة الحرارية الثانية بطريقة غير مباشرة، ويتخلل وعاء المبادل الحراري عادة مجموعة من الأنابيب المنحنية على شكل حرف U يمر داخلها تحت ضغط عالٍ مائع تبريد قلب المفاعل. يدخل ماء الدورة الثانية من أسفل الوعاء فيمتص الحرارة عند مروره حول أنابيب مائع التبريد فيتحول الماء إلى بخار ويخرج من أعلى وعاء المبادل الحراري متجهاً إلى التربينة. وتُستعمل دائرتان منفصلتان للتبريد داخل وعاء المبادل الحراري للحصول على بخار نظيف خالٍ من الإشعاع في الدورة الثانية، وذلك لعدم تلوث التربينة وتوابعها، مما يساعد في عمليات الصيانة لاحقاً والحد من خطر الإشعاع.

(٢,٢,٣) الوعاء والحواجز الإشعاعية

يُصنع وعاء المفاعل النووي من الحديد الذي لا يقل سمكه عن عشرة سنتمترات، لكي يتحمل الضغط بالإضافة على أنه يكون حاجزاً لتسرب الإشعاعات، وتضاف للوعاء طبقة داخلية من الحديد غير قابل للصدأ إذا لم يكون كله من هذه المادة، وذلك لمنع التآكل والصدأ. ويكون عادة الوعاء على شكل أسطواني ذي قعر مستدير كما هو الحال بالنسبة للغطاء، إلا أن الغطاء يكون متحركاً لإدخال قلب المفاعل والمضخات والمبادل الحراري إلى آخره، ويتم إحكام ربطه قبل تشغيل المفاعل.

يحتاج تصنيع الوعاء إلى تقنية عالية لا تملكها إلا بعض الشركات في العالم وذلك لكبر أبعاده وإنتاجه كقطعة واحدة بدون استعمال اللحام. تتراوح أبعاد وعاء المفاعلات النووية بين مترين و٥ أمتار للقطر، وارتفاع بين ٥ أمتار و١٥ متراً. ويُوضع

وعاء المفاعل داخل مبنى خالٍ من الأعمدة، ذي قبة مستديرة مشهورة، كما لهذا المبنى مواصفات خاصة، حيث يكون من الأسمنت المسلح، ولا يقل سمكه عن متر واحد. ويعدُّ هذا المبنى آخر حاجز للإشعاعات بين قلب المفاعل والبيئة الخارجية. ويوضح الشكل رقم (٢,٢) وعاء لمفاعل الماء المضغوط.



الشكل رقم (٢,٢). وعاء لمفاعل الماء المضغوط [٢].

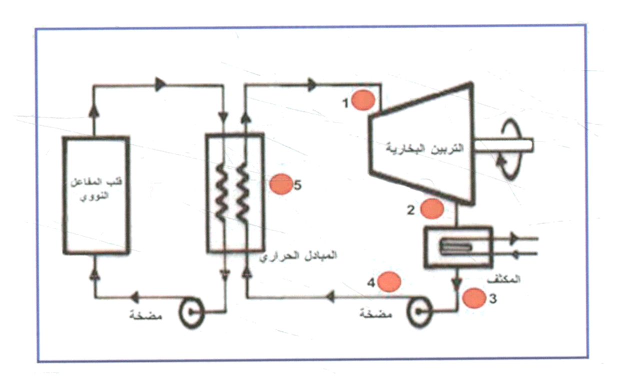
تؤدي التغييرات الفيزيائية لمائع التشغيل (من ضغط وحجم) لإنتاج شغل يولد دوران التربينة البخارية وفق دورة "رانكن" الحرارية، كما هو موضح في الشكل رقم (٢,٣)، الذي يلخص الخطوات الأساسية لتحويل الطاقة الحرارية إلى طاقة ميكانيكية في محطات القدرة.

أولاً: يتمدد البخار المشبع (النقطة ١) أدياباتيكلي في التربينة البخارية فيخرج على شكل خليط من البخار والماء من التربينة (النقطة ٢).

ثانياً: يتم تكثيف هذا الخليط ليصبح سائلاً عند خروجه من المكثف (النقطة ٣).

ثالثاً: يُضغط السائل أدياباتيكلي في المضخة (النقطة ٤).

رابعاً: تبادل الحرارة في المبادل (إضافة) إلى أن يتبخر السائل من جديد (النقطة ٥) فيصبح بخاراً مشبعاً لبداية دورة جديدة (النقطة ١).



الشكل رقم (٢,٣). الخطوات الأساسية لتحويل الطاقة الحرارية إلى طاقة ميكانيكية في محطات القدرة النووية [٢].

لإنتاج الطاقة الكهربائية، يُوصل محور الدوران السريع للتربينة بالجزء الدوار المولد الكهربائي (روتر) للحصول على الحقل المغناطيسي الدوار. وعند دوران هذا الحقل المغناطيسي بسرعة، يتم إنتاج القدرة الكهربائية في ملفات "ستاتور" المولد. وتُولد الكهرباء في محطات القدرة النووية بين ١١٠٠٠ و٢٥٠٠٠ فولت ثم يُرفع الفولت في محولات ليتناسب مع متطلبات شركة نقل التيار العالي الفولتية.

توابع التربينة والمولد الكهربائي في محطات القدرة النووية شبيهة بما يوجد في محطات القدرة الكهربائية التقليدية التي تستعمل الوقود الأحفوري. لكن تجدر الإشارة هنا إلى بعض الاختلافات الناجمة عن كبر التربينات والمولدات الكهربائية في محطات القدرة النووية. توضع عادة في هذه المحطات ثلاث توربينات متتالية قبل المولد للمحافظة على الاتزان والتغيرات التدريجية لخصائص سائل التشغيل (الماء). وفي هذه التشكيلة، يدخل البخار عالي الضغط إلى التربينة الأولى التي تسمى أيضاً تربينة الضغط العالي، بعد ذلك يمر البخار متوازياً إلى تربينتينِ منخفضتي الضغط ومتصلتين بالمولدات الكهربائية مباشرة. ويتجه بعد ذلك خليط البخار والماء الخارج من تربينات الضغط المنخفض إلى المكثف. ويحتاج مكثف محطات القدرة النووية إلى كميات كبيرة من الماء للتبريد؛ ولهذا يوضع عادة المفاعل قرب مصدر كبير للماء مثل البحار أو الأنهار ذات التدفق الكبير. لكن عندما يكون التدفق منخفضاً ويخشى على ارتفاع درجة حرارة ماء النهر وللحفاظ على البيئة تُوضع أبراج لمساعدة عملية التبريد وتقليل كمية الماء اللازمة لهذا الغرض كما هو موضح في الشكل رقم (٢,١).

(٢,٢,٤) التربينة والمولد الكهربائي وتوابعهما

يعمل الجزء الخاص بالتربينة والمولد الكهربائي وتوابعهما على تحويل الطاقة الحرارية إلى طاقة ميكانيكية ثم تحويلها إلى طاقة كهربائية. وتستعمل الطاقة الحرارية الصادرة من التفاعلات النووية لإنتاج بخار الماء في المبادل الحراري وعند مرور هذا البخار في التربينة والمكثف وفق دورة "رانكن" الحرارية تتحول تلك الطاقة إلى طاقة ميكانيكية، ومن ثم تتحول إلى طاقة كهربائية عن طريق المولد الكهربائي.

(٢,٣) المواد الأساسية للمفاعل النووي

يحتوي المفاعل النووي على العديد من المواد اللازمة لتصنيع أجزائه المختلفة، مثل مكونات قلب المفاعل، والمضخات، والمبادل الحراري، والحواجز المختلفة إلى آخره. حصر كميات هذه المواد واختيار أنواعها وفق خصائص تحددها فيزياء النيوترونات من بداية تصميم المفاعل له أثر كبير في أداء المفاعل أثناء التشغيل. وأهم هذه المواد الوقود النووي والمبرد والمهدئ وعواكس النيوترونات التي توضع حول قلب المفاعل، أما المضخات والمبادل الحراري، فلها تأثير قليل بحكم أنها توضع عادة خارج قلب المفاعل لدفع مائع التشغيل.

(٢,٣,١) الوقود النووي

يعدُّ الوقود النووي من أهم المواد التي توضع في المفاعل وأكثرها تكلفة. ولقد ذكرنا سابقاً أن قلب المفاعل يحتوي خاصة على حزم قضبان الوقود التي توضح حسب أشكال هندسية تقتضيها الحاجة، وتتكون هذه القضبان من غلاف له خصائص محددة تُوضع داخله أقراص خليط من المواد الثقيلة الانشطارية والخصبة.

(٢,٣,١,١) المواد الانشطارية

المواد الانشطارية هي مواد يسهل انشطارها عند تعرضها للنيوترونات الحرارية، وهي أساس الوقود النووي. وتوجد في الطبيعة مادة واحدة انشطارية وهي اليورانيوم ^{235}U ونسبته في اليورانيوم الطبيعي لا تتجاوز 0.72 % أما المواد الانشطارية الأخرى مثل اليورانيوم ^{233}U والبلوتونيوم ^{239}Pu فهي غير موجودة في الطبيعة، لكن يمكن تصنيعها في قلب المفاعلات النووية عند الحاجة.

(٢,٣,١,٢) المواد الخصبة

المواد الخصبة أو ما يسمى أحياناً بالمواد القابلة للانشطار، وهي مواد يصعب انشطارها بالنيوترونات الحرارية لكن يمكن تحويلها إلى مواد انشطارية، وتوجد في الطبيعة مادتان قابلتان للانشطار هما الثوريوم ^{232}Th واليورانيوم ^{238}U. أما الكميات

المتوافرة في قشرة الأرض من هاتين المادتين فهي ليست بالقليلة وشبيهة بكميات المعادن العادية غير النادرة. ولتحويل مادة الثوريوم واليورانيوم إلى مواد انشطارية يجب تعريضها إلى فيض من النيوترونات الحرارية في قلب المفاعلات النووية لإحداث التفاعلات (n.γ) الآتية:

$$^{232}Th_{90} + ^{1}n_{0} \Rightarrow ^{233}Th_{90} \xrightarrow{\beta^-(T_{1/2}=23\,mn)} ^{233}Pa_{91} \xrightarrow{\beta^-(T_{1/2}=27\,days)} ^{233}U_{92}$$

$$^{238}U_{92} + ^{1}n_{0} \Rightarrow ^{239}U_{92} \xrightarrow{\beta^-(T_{1/2}=23mn)} ^{239}Np_{93} \xrightarrow{\beta^-(T_{1/2}=2.3days)} ^{239}Pu_{94}$$

اليورانيوم ^{233}U والبلوتونيوم ^{239}Pu الناتجين عن هذه التفاعلات هما مادتان انشطاريتان يسهل انشطارهما عند تعرضهما للنيوترونات الحرارية كما هو الحال بالنسبة لليورانيوم ^{235}U ولهذا يمكن استخدامهما في تصنيع الوقود النووي.

يكون الوقود النووي في جل المفاعلات النووية التجارية صلباً وعلى أشكال مختلفة، مثل القضبان، أو اللوحات، أو الكويرات أيضاً. وتُصنع أقراص الوقود الأكثر استعمالاً من معدن اليورانيوم النقي، أو من ثاني أكسيد اليورانيوم UO_2، أو من سبائك الألمونيوم التي تحتوي على جزء كبير من اليورانيوم. ويستخدم لهذا الغرض اليورانيوم الطبيعي الذي يحتوي على ٠,٧٪ من اليورانيوم ^{235}U والباقي حوالي ٩٩,٣٪ من اليورانيوم ^{238}U. لكن أكثر الوقود المستعمل في المفاعلات النووية يحتوي على نسب تتراوح بين ٢ و٥٪ من المواد الانشطارية. وتحتاج عملية تصنيع الوقود إلى مراحل متعددة ومعقدة من بينها مرحلة التخصيب الصعبة. والمقصود بالتخصيب هو زيادة نسبة المواد الانشطارية عن النسبة الطبيعية؛ ولهذا سنخصص فصلاً كاملاً لهذا الموضوع المهم في تقنية الهندسة النووية.

تُوضع أقراص الوقود النووي داخل غلاف يحميها من التآكل ويقيها من تأثير سائل أو غاز التبريد بالإضافة إلى أنه يمنع تسرب المواد الانشطارية المشعة للمبرد. يصنع غلاف أقراص الوقود في أكثر الأحيان من سبائك الزيركينيوم أو من الحديد غير قابل للصدأ. وتُعرف هذه المواد بكفاءتها العالية في تحمل الحرارة، وامتصاصها القليل للنيوترونات، وبنسبة تآكلها الضئيلة جداً، وبمميزات كثيرة أخرى. وبحكم الظروف القاسية داخل قلب المفاعل من حرارة وتآكل للمواد والكميات الهائلة من الإشعاعات، يجب أن تتوافر في الوقود مواصفات تساعده على تحمل ذلك، وأهمها:

أولاً: الصلابة والقدرة على تحمل ظروف قلب المفاعل بدون تدهور كل المواصفات.

ثانياً: الاتزان والثبات الكيميائي.

ثالثاً: المحافظة على المواد الانشطارية ومنعها من التسرب للمبرد أو البيئة.

رابعاً: موصل جيد للحرارة وله كفاءة عالية على تحمل الحرارة.

خامساً: غلاف الوقود يجب أن يكون غير ماص للنيوترونات، وليس قابلاً للتآكل بسهولة.

(٢,٣,٢) المبَرِد

يستخدم المبرد لنقل كمية الحرارة الهائلة الناتجة عن التفاعلات النووية داخل قلب المفاعل النووي؛ وذلك للاستفادة من هذه الطاقة أولاً، والمحافظة على الوقود النووي ثانياً؛ ولهذا يجب أن تتوافر في المبرد كفاءة عالية لنقل الحرارة، بالإضافة إلى ميزات تخص المفاعلات النووية، مثل قلة امتصاص النيوترونات وعدم قابلية التشعيع. ومن الصعب الحصول على المبرد المثالي الذي تتوافر فيه كل هذه المواصفات، لكن كما هو الحال في الكثير من المسائل الهندسية يجب اختيار الأفضل لكل حالة، والتوفيق بين المتناقضات أحياناً. سندرس فيما يلي أكثر المواد استعمالاً لتبريد المفاعلات النووية سواء كانت سائلة أو غازية.

(٢,٣,٢,١) سوائل التبريد

يستعمل الماء وبعض سوائل المعادن لتبريد المفاعلات النووية لما يتميز كل منها بمواصفات جيدة لنقل الحرارة وقلة امتصاص النيوترونات.

أولاً: الماء

أكثر السوائل استعمالاً لتبريد المفاعلات النووية هو الماء (H_2O) بدون منافس، وذلك لوفرته في الكثير من المناطق والمعرفة المتراكمة الجيدة لخصائصه الفيزيائية والكيميائية. للماء خصائص جيدة لنقل الحرارة فهو موصل جيد للحرارة ومعامله النوعي الحراري مرتفع بالإضافة إلى أنه من المواد الخفيفة التي لا تمتص الكثير من النيوترونات من ناحية ولها مقطع مجهاري كبير لتشتت النيوترونات الانشطارية مما يجعله مهدئاً لها في الوقت نفسه. ولا يستعمل الماء العادي لتبريد المفاعلات بدون معالجة لإزالة ما فيه عادة من شوائب مختلفة وأملاح؛ ولهذا يجب تنقيته أولاً، وإزالة كل المعادن الذائبة فيه بالطرائق الكيميائية المناسبة ثانيا.

توجد أيضاً بعض المساوئ لاستعمال الماء مبرداً للمفاعلات النووية من بينها أنه قادر على امتصاص كمية لا بأس بها من النيوترونات مما يسبب تحليل الماء وتشعيع الأكسجين. وتُعالج ظاهرة فقدان النيوترونات في ماء التبريد بتخصيب أكبر للوقود النووي من ناحية، وجعل وحدة لإزالة الغازات في دائرة التبريد، واستخدام حواجز سميكة للحماية من أشعة جاما من ناحية أخرى. كذلك انخفاض نقطة غليان الماء ($100\ ^0C$) يُحتم استعماله مبرداً تحت ضغط عالٍ ($2500\ psi$) للمحافظة على حالته السائلة أثناء التشغيل.

تحتوي جزيئات الماء الثقيل D_2O على الديتيريوم D (أحد نظائر الهيدروجين)، ويسمى هذا الماء بالثقيل؛ لأن نواة الديتيريوم أثقل من نواة الهيدروجين، وذلك لأنها تحتوي على نيوترون إضافي مع البروتون. ويتمتع الماء الثقيل ببعض خصائص الماء العادي تقريباً (درجة التجميد تساوي $3.82\ ^0C$ ودرجة التبخر تساوي $101.42\ ^0C$)،

بالإضافة إلى أنه يتميز بقلة امتصاصه للنيوترونات مقارنة بالماء العادي. ونادراً ما يستعمل الماء الثقيل لتبريد المفاعلات بسبب التكاليف الباهظة لمحطات إنتاجه، لكنه يستعمل لتهدئة النيوترونات في بعض أنواع المفاعلات.

ثانياً: سوائل المعادن

تستعمل بعض سوائل المعادن مثل الصوديوم لتبريد المفاعلات النووية السريعة خاصة وذلك لتفادي تهدئة النيوترونات من ناحية وإمكانية نقل كمية أكبر من الحرارة من ناحية أخرى. ويتميز الصوديوم السائل بمواصفات عالية لنقل الحرارة، وعدم إحداث تآكل لغلاف الوقود مثل الحديد غير قابل للصدأ حتى تحت درجات حرارة عالية ($600\ ^0C$)، ويتمتع الصوديوم أيضاً بمقطع مجهري صغير نسبياً لامتصاص النيوترونات.

توجد أيضاً بعض المساوئ للصوديوم السائل، منها أنه يتفاعل كيميائياً بشدة مع الماء مما يسبب مشاكل أحياناً في المبادل الحراري. وكذلك من عيوب الصوديوم أنه قابل لتشعيع بتكوين ^{26}Na و^{24}Na عند امتصاصه لكميات كبيرة من النيوترونات وإصدار أشعة جاما، مما يحتم وضع حواجز إشعاعية وانتظار حوالي أسبوعين بعد توقيف المفاعل للقيام بأعمال الصيانة.

(٢,٣,٢,٢) غازات التبريد

تُستعمل بعض الغازات لتبريد المفاعلات النووية لما لها من خصائص جيدة لنقل الحرارة وقلة احتمال امتصاص النيوترونات.

أولاً: غاز ثاني أكسيد الكربون (CO_2)

يستعمل ثاني أكسيد الكربون (CO_2) لتبريد المفاعلات النووية التي تُشغل عند درجات حرارة عالية، التي تحتوي على الجرافيت خاصة كمهدئ. هذا الغاز ثابت كيميائياً عند ارتفاع درجة الحرارة (حتى $650\ ^0C$)، بالإضافة إلى أنه لا يتفاعل مع الجرافيت، وكذلك قلة تكلفة إنتاجه تجعله من الغازات المفضلة لأغراض التبريد. ويتميز ثاني أكسيد الكربون أيضاً بقلة تفاعله مع النيوترونات، ومواد تغليف الوقود،

وعدم المساهمة في إتلافها. ولهذا الغاز أيضاً بعض المساوئ، أهمها أنه لا يتمتع بمواصفات جيدة لنقل الحرارة مقارنةً بالسوائل، إلا أنه بالإمكان تحسين بعضها بزيادة ضغط الغاز أثناء التبريد.

ثانياً: غاز الهيليوم (He)

يتمتع غاز الهيليوم بمواصفات أفضل مما ذكرنا لغاز ثاني أكسيد الكربون حيث إنه غاز لا يتفاعل تماماً مع المواد ويتحمل درجات حرارة عالية جداً بالإضافة إلى قلة تفاعله مع النيوترونات؛ ولهذا فإنه الغاز المرشح الوحيد لتبريد المفاعلات التي تشتغل عند درجات حرارة عالية ($600\ ^0C$ فما فوق) مما يزيد من كفاءتها (٥٠٪)، وذلك باستخدام تربينة غازية وتربينة بخارية في وقت واحد. أما العيب الوحيد لهذا الغاز فيكمن في تكلفة إنتاجه وفق التقنية الحالية.

(٢,٣,٣) المهدئ

أثناء عملية انشطار النوى الثقيلة، مثل نواة اليورانيوم ^{235}U تصدر طاقة هائلة (200 MeV) بالإضافة إلى معدل حوالي ٢,٥ من النيوترونات السريعة بطاقة تفوق واحد MeV. وتستعمل هذه النيوترونات مباشرة في عملية الانشطار المتسلسل في المفاعلات النووية السريعة، إلا أن أكثر المفاعلات النووية الحالية هي مفاعلات تعتمد على النيوترونات الحرارية (0.025 eV). ويُستخدم هذا النوع من النيوترونات الحرارية في المفاعلات، لأن لها احتمالاً أكبر لإحداث الانشطارات (مقطع عرضي انشطاري كبير، حوالي 600 barns). ولهذا الغرض تُوضع داخل قلب المفاعل مواد خفيفة خاصة لتهدئة سرعة النيوترونات الانشطارية وجعلها تتناسب أكثر لإحداث الانشطارات المتسلسلة. ويجب أن تتوفر في المادة المهدئة للنيوترونات شروط أساسية منها:

أولاً: امتصاص قليل جداً للنيوترونات.

ثانياً: مقطع عرضي للتشتت كبير جداً.

ثالثاً: إمكانية فقدان النيوترون طاقة كبيرة جدا أثناء التصادم.

رابعاً: مواصفات جيدة لنقل الحرارة.

خامساً: قدرة عالية لتحمل ظروف قلب المفاعل من حرارة وإشعاعات وغير مسبب لتآكل المواد.

وتتوفر أكثر هذه الشروط في مادة الجرافيت والماء العادي والثقيل والبريليوم على شكل معدني أو أكسيد. لكن يندر استخدام البريليوم على الرغم من مواصفاته الجيدة بسب التكلفة العالية لإنتاجه.

(٢,٣,٣,١) الجرافيت

يستعمل الكربون على شكل جرافيت بكثرة كمهدئ للنيوترونات في العديد من أنواع المفاعلات النووية. ويتمتع الجرافيت بمواصفات جيدة تحقق العديد من الشروط الأساسية للمواد المهدئة. ولا يمتص الجرافيت الكثير من النيوترونات، حيث إن له مقطعاً عرضياً للامتصاص صغيراً جداً (0.045 barns)، كما أن له مواصفات ميكانيكية وكيميائية جيدة وهو ناقل ممتاز للحرارة بالإضافة إلى أن سعر إنتاجه مقبول. ويُصنع الجرافيت النقي الذي يُستخدم في المفاعلات من النفط وبعد عمليات المعالجة يكتسب صفات السيراميك والمعادن في وقت واحد، حيث إنه لا يتمدد كثيراً مع ارتفاع الحرارة، وهو موصل جيد ومقاوم للصدمات أيضاً.

توجد أيضاً بعض المساوئ للجرافيت، منها أنه يتفاعل مع الأكسجين والماء وبعض المعادن، مثل الصوديوم عند درجات الحرارة العالية مما يجعله غير صالح للمفاعلات المبردة بالصوديوم السائل. وتتأثر كذلك بعض مواصفاته الميكانيكية والحرارية عند تعرضه الطويل للإشعاعات، لكن على الرغم من هذه العيوب، فإن الجرافيت أكثر المواد استعمالا كمهدئ للنيترونات في المفاعلات النووية باستثناء الماء.

(٢,٣,٣,٢) الماء

يُستعمل الماء العادي (H_2O) بعد تنقيته كمهدئ ومبرد لمفاعلات الماء المضغوط ولمفاعلات الماء المغلي، وذلك لما له من مميزات جيدة لتهدئة النيوترونات ونقل الحرارة،

بالإضافة إلى وفرته في الكثير من المناطق. يحقق الماء العادي جل شروط المواد المهدئة للنيوترونات فله مقطع عرضي لتشتت النيوترونات كبير (49 barns)، وناقل جيد للحرارة، كما سبق شرحه. لكن أبرز عيوب وجود الماء في قلب المفاعل أنه يمتص كمية من النيوترونات لا يُستهان بها (مقطعه العرضي للامتصاص يساوي 0.66 barns) مما يحتم تعويض ذلك بتخصيب قليل (٢-٥٪) للوقود النووي، ولهذا السبب فلا يصلح الماء العادي كمهدئ للمفاعلات التي وقودها اليورانيوم الطبيعي. كذلك فإن الماء يتبخر عند دراجة حرارة منخفضة نسبياً ($100\ ^0C$) مما يحتم استخدام ضغط عالٍ للمحافظة على حالته السائلة عند درجة حرارة التشغيل ($340\ ^0C$)، وعلى الرغم من كل هذا، فإن الماء العادي هو أكثر المواد استمالاً كمهدئ ومبرد للمفاعلات النووية في العالم حالياً.

يُستعمل الماء الثقيل D_2O أيضاً كمبرد ومهدئ لبعض أنواع المفاعلات النووية لما له من خصائص مثالية فيما يخص تفاعله مع النيوترونات. ويتميز الماء الثقيل بقلة امتصاصه للنيوترونات، فمقطعه العرضي لامتصاص النيوترونات صغير جداً (0.0026 barns) ومقطعه العرضي للتشتت كبير (10.5 barns)، مما يجعله مبرداً ومهدئاً مثالياً للمفاعلات النووية؛ ولهذا السبب فالماء الثقيل هو السائل الوحيد الذي يمكن استعماله لتبريد نيوترونات المفاعلات وتهدئتها، التي تستعمل وقود اليورانيوم الطبيعي، لكن العائق الوحيد لاستعمال الماء الثقيل هو التكاليف الباهظة للمحطات الخاصة بإنتاجه. ويوجد الماء الثقيل بنسبة ضئيلة (1/7000) في الماء العادي، مما يسمح باستخلاصه من مياه البحر، أو البحيرات الطبيعية، كذلك يمكن إنتاجه من الأمونيا كمنتج ثانوي لمصانع الأسمدة.

تجدر الإشارة إلى أن إنتاج الماء الثقيل بكميات كبيرة ونسبة نقاوة عالية (٩٩,٧٥٪)، ليست بالعملية السهلة مما يجعل تكاليف محطات إنتاجه باهظة جداً. أما الدول الرائدة في إنتاج الماء الثقيل فهي كندا والهند بسبب استعمالهما لوقود اليورانيوم الطبيعي في المفاعلات النووية (كندو).

(٢,٣,٤) عواكس النيوترونات

أثناء التفاعلات الانشطارية في قلب المفاعل النووي، يمتص الوقود والمهدئ والمبرد والمواد الأخرى جل النيوترونات الصادرة عن تلك التفاعلات. وتُفقد أيضاً كمية من النيوترونات بسبب تسربها إلى خارج قلب المفاعل بدون الاستفادة منها؛ ولهذا توضع مواد خاصة حول قلب المفاعل للحد من تسرب النيوترونات لإعادتها إلى الداخل، وتسمى طبقة هذه المواد حول قلب المفاعل بالعاكس، لأنها تُوضع لعكس تجاه النيوترونات ومنعها من الانفلات والهروب. وتعتمد كفاءة العاكس على سمكه وخصائص المادة المكونة له، التي يجب أن تتوفر فيها شروط المواد المهدئة نفسها المذكورة سابقاً. وكلما كانت مادة العاكس مشتتة وغير ماصة للنيوترونات كانت أفضل؛ ولهذا فإن أفضل المواد العاكسة بالترتيب هي الماء الثقيل، والماء، والجرافيت. أما السمك المثالي للطبقة العاكسة فيُحسب وفق معادلات تغير فيض النيوترونات داخل وخارج قلب المفاعل النووي. وتؤدي هذه الحسابات إلى أن سمك العاكس المثالي لكل من الماء الثقيل والماء والجرافيت يساوي حوالي ٤٠ سنتيمتر فقط.

توضع عواكس للنيوترونات حول قلب كل المفاعلات النووية تقريباً لما في ذلك من فائدة اقتصادية كبيرة وحماية من الإشعاعات أيضاً. ويُوفر وجود عاكس حول قلب المفاعل من الكتلة الحرجة للمفاعل (كمية وقود) التي تكون عالية التكلفة مقارنة بسعر مادة العاكس. ولأسباب عملية غالباً ما يكون العاكس والمهدئ من المادة نفسها باستثناء المفاعلات السريعة التي لا تحتاج إلى مادة مهدئة أصلاً، بل يُوضع غطاء حول قلب المفاعل من المواد القابلة للانشطار لتحويلها إلى مواد انشطارية.

(٢,٤) أنواع المفاعلات النووية الانشطارية

تقسم المفاعلات النووية الانشطارية من الناحية الفيزيائية إلى قسمين، أولهما المفاعلات النووية الحرارية، والآخر المفاعلات النووية السريعة. يعتمد هذا التقسيم

المبسط على فيزياء التفاعلات النووية التي تحدث في قلب المفاعل حيث تكون جل الانشطارات النووية ناتجة عن تفاعل النيوترونات الحرارية التي لا تتجاوز طاقتها واحد إلكترون فولت (1eV) في المفاعلات النووية الحرارية. أما الانشطارات التي تحدث في المفاعلات السريعة فهي ناتجة عن تفاعل النيوترونات الانشطارية بدون تهدئة. وتتميز النيوترونات الحرارية بقدرة عالية لانشطار النوى الثقيلة مما يسمح باستخدام أنواع مختلفة من الوقود وحتى اليورانيوم الطبيعي. ولهذه الأسباب الفيزيائية، فإن الفرق الأساسي بين المفاعلات النووية الحرارية والسريعة هو وجود أو عدم وجود مواد خفيفة في قلب المفاعل لتهدئة النيوترونات الانشطارية ونوعية الوقود النووي.

وتقسم المفاعلات النووية أيضاً حسب المهدئ والمبرد أو التصميم الهندسي، لكن لكثرة هذه الأنواع ومواكبة التطورات التي حصلت على مدى الستة عقود الماضية سنقسم دراسة أنواع المفاعلات النووية الانشطارية إلى أربعة أجيال متتالية.

(١, ٤, ٢) مفاعلات الجيل الأول

تم تصميم وإنشاء مفاعلات الجيل الأول في حقبة الخمسينيات وبداية الستينات من القرن الماضي. ويتميز هذا النوع من المفاعلات باستعمال الوقود النووي المصنع من اليورانيوم الطبيعي. ويُنتج البلوتونيوم لأغراض تصنيع الأسلحة النووية في بعض الدول الغربية كأمريكا وبريطانيا وفرنسا والاتحاد السوفيتي السابق. واُستخدم الجرافيت أو الماء الثقيل كمهدئ للنيوترونات الانشطارية، واُستخدم ثاني أكسيد الكربون أو الماء لتبريد هذه المفاعلات النووية الحرارية. بدأت بعد ذلك محاولات للاستفادة السلمية من الطاقة النووية في إنتاج الكهرباء واستعمال المفاعل محركاً لبعض القطع البحرية الكبيرة مثل حاملات الطائرات والغواصات. وتمخضت هذه الفترة عن إنشاء مفاعلات نووية لإنتاج الطاقة الكهربائية، حيث اُستخدم وقود اليورانيوم المخصب قليلاً في أمريكا وروسيا، واُستخدم وقود اليورانيوم الطبيعي في أوروبا وكندا. وتميزت المفاعلات التي صُنعت في روسيا باستعمال الماء الخفيف للتبريد والجرافيت لتهدئة النيوترونات، أما

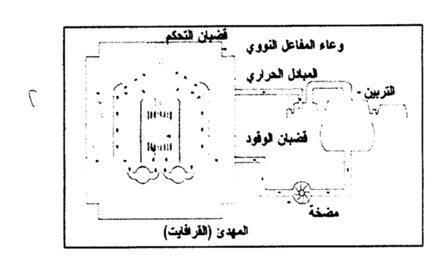
المفاعلات التي صُممت في أمريكا فاستخدمت الماء الخفيف المضغوط للتهدئة والتبريد في وقت واحد. كذلك تميزت المفاعلات التي صُممت في أوروبا باستخدام غاز ثاني أكسيد الكربون للتبريد والجرافيت لتهدئة النيوترونات، أما المفاعلات الكندية فاستعملت الماء الثقيل للتهدئة والتبريد.

(٢,٤,٢) مفاعلات الجيل الثاني

تطوَّرت مفاعلات الجيل الأول في منتصف الستينات من القرن الماضي لتدخل المرحلة التجارية، ويصبح لها دور فعَّال في إنتاج الكهرباء ولا تزال هذه المفاعلات إلي اليوم في الخدمة؛ ولهذا سنتطرق إلى شرح بعض التفاصيل والفروقات المهمة بين أنواع هذه المفاعلات النووية الانشطارية.

(٢,٤,٢,١) المفاعلات المبردة بالغاز (GCR)

قامت بريطانيا وفرنسا بإنشاء برنامج طموح لسد حاجات الطلب المتزايد عن الكهرباء في الستينيات بإنشاء العديد من محطات القدرة النووية التي تستخدم المفاعلات النووية المبردة بالغاز. ويستعمل غاز ثاني أكسيد الكربون (CO_2) لتبريد هذا النوع من المفاعلات والجرافيت لتهدئة النيوترونات الانشطارية. وتستخدم هذه المفاعلات وقود اليورانيوم الطبيعي على حالته المعدنية مغلفاً بسبيكة من المغنيسيوم؛ ولهذا سمي "بالماقنوكس" (Magnox). ولقد تم تطوير هذا النوع من المفاعلات لرفع كفاءته ليصبح ما يسمى بمفاعل الغاز المتقدم (AGR)، الذي يشتغل تحت ضغط أكبر (600 psi)، ودرجة حرارة عالية ($600\ ^0C$). ولتفادي التأثيرات السلبية للغاز الحار عن غلاف الوقود تم تعويض اليورانيوم الطبيعي بثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) المخصب بنسبة (٢-٣٪)، وتغليفه بالحديد غير قابل للصدأ. ويتحكم في المفاعل عن طريق إدخال أو إسقاط قضبان التحكم الماصة جداً للنيوترونات، وإضافة غاز النيتروجين إلى غاز التبريد عند الحاجة. يوضح الشكل رقم (٢,٤) مفاعل الغاز المتقدم الذي لا يزال في الخدمة في بريطانيا حتى اليوم.



الشكل رقم (٢,٤). المفاعل النووي المبرد بغاز ثاني أكسيد الكربون (AGR) [٢٥].

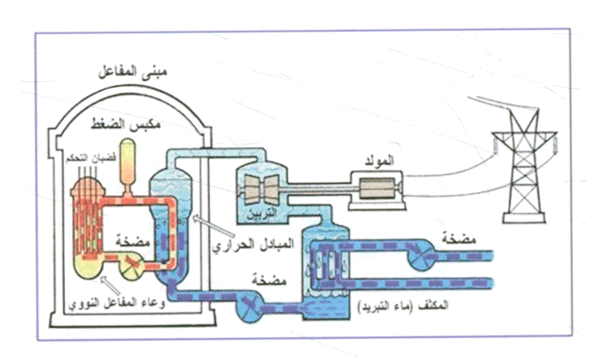
(٢,٤,٢,٢) مفاعل الماء المضغوط (PWR)

صُممت مفاعلات الماء المضغوط شركة "واستينق - هاوس" الأمريكية لأغراض النقل البحري ودفع القطاعات البحرية والغواصات في البداية، وبعد ذلك طوَّرت هذه الشركة هذا النوع من المفاعلات لإنتاج الطاقة الكهربائية. وأصبح هذا النوع من المفاعلات أكثر رواجاً في العالم اليوم، حيث يوجد في العديد من الدول الآسيوية والأوروبية من بينها فرنسا التي تحولت إلى استخدام هذا النوع من المفاعلات في أواخر سبعينات القرن الماضي.

يُستخدم هذا النوع من المفاعلات الماء العادي لتهدئة النيوترونات والتبريد وصُممت له دائرتان منفصلتان مما يساعد على الحد من خطر التلوث الإشعاعي. ويُستعمل الماء في الدائرة الأولى المغلقة للتبريد وتهدئة النيوترونات الانشطارية في وقت واحد. ويكون الماء في هذه الدائرة تحت ضغط عالٍ (2250 psi) للمحافظة على الحالة السائلة للماء الذي تصل حرارته إلى ($325\ ^0C$) درجة. أما الدائرة الثانية فتكون تحت ضغط أقل مما يسمح لغليان الماء وتكوين البخار الذي ينتجه بكميات كبيرة لتشغيل التربينة فمولد الكهرباء. بعد ذلك يمر خليط البخار والماء بالمكثف ليصبح سائلاً ويعود من جديد للمبادر الحراري.

يتميز قلب مفاعل الماء المضغوط بصغر حجمه الذي لا يتجاوز قطره ٣,٥ أمتار وارتفاعه ٣,٥-٤ أمتار ويحتوي على حوالي ١٥٠-٢٥٠ حزمة من مواسير الزركونيوم Zr المغلقة بإحكام ومملوءة بأقراص وقود اليورانيوم المخصب بنسبة ٣-٥٪. وتتكون كل حزمة من حوالي ٢٠٠-٣٠٠ قضيب وقود تُوضع عمودياً وتتخللها فراغات لمرور الماء وقضبان التحكم. يصل الوزن الإجمالي لقلب المفاعل إلى حوالي ٨٠-١٠٠ طن من اليورانيوم يُجدد ثلثه كل سنة.

يتم التحكم في المفاعل عن طريق نسبة تركيز البورون في ماء الدورة الأولى وعن طريق قضبان التحكم. وتتكون هذه القضبان من مواد لها قدرة عالية على امتصاص النيوترونات، مثل سبائك الفضة، والأنديوم، والكاديوم (Ag-In-Cd)، أوكربايد البورون (B_4C). وتكون قضبان التحكم أثناء التشغيل فوق قلب المفاعل ويدخل أجزاء منها في حزم الوقود عند الحاجة أوكلها لإيقاف المفاعل تماماً. يوضح الشكل رقم (٢,٥) الأجزاء المهمة لمفاعل الماء المضغوط.

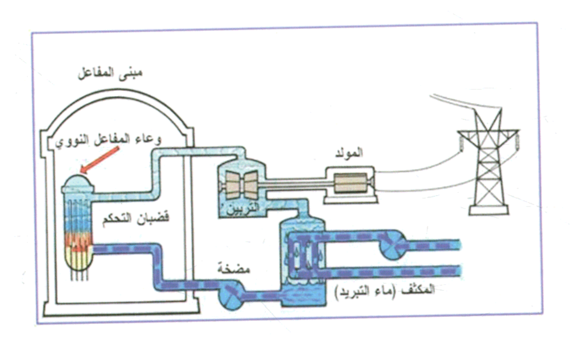


الشكل رقم (٢,٥). مفاعل الماء المضغوط (PWR)[٣٤].

(٢,٤,٢,٣) مفاعلات الماء المغلي (BWR)

أُنشئت مفاعلات الماء المغلي أيضاً بأمريكا، وتُعد ثاني أنواع المفاعلات النووية رواجاً في العالم. تستخدم هذه المفاعلات الماء العادي أيضاً للتبريد وتهدئة النيوترونات الانشطارية، ولا توجد اختلافات مهمة من الناحية الفيزيائية بين هذا النوع من المفاعلات ومفاعلات الماء المضغوط. ويتميز مفاعل الماء المغلي بدائرة واحدة تحت ضغط حوالي (1000 psi)، مما يسمح للماء أن يغلي عند درجة حرارة (285 ^{0}C) فتتحول ما نسبته ١٢-١٥٪ من الماء إلى بخار مشبع في أعلى الوعاء. بعد ذلك يمر البخار بلوحات التجفيف قبل أن يتجه مباشرة إلى التربينة ثم المكثف فيتحول إلى سائل ويعود بواسطة مضخات إلى قلب المفاعل من جديد؛ ولهذا تحتاج غرف التربينات إلى حواجز إشعاعية للحماية بسبب الدورة الواحدة وإمكانية تشبع الماء خلال مروره بقلب المفاعل. لكن عادة ما تكون كمية الإشعاع المكتسبة قليلة بالإضافة إلى أن عمر نصف المادة المشعة (^{16}N) صغير (٧ ثوانٍ)، مما يسمح بصيانة التربينة بعد توقفها بفترة غير طويلة.

يستخدم مفاعل الماء المغلي نفس الوقود (UO_2) الذي يستخدمه مفاعل الماء المضغوط ولهذين المفاعلين أوجه تشابه كثيرة، لكن تجدر الإشارة إلى بعض الاختلافات حتى وإن كانت بسيطة. ومن بين هذه الاختلافات مواقع قضبان التحكم التي تكون في أسفل الوعاء لا فوق قلب المفاعل كما هو الحال بالنسبة لمفاعل الماء المضغوط. كذلك تُستخدم كمية الماء المتدفقة أو بالأحرى كمية البخار في المفاعل للمساهمة في التحكم أيضاً؛ لأن البخار له قدرة أقل من الماء لتهدئة النيوترونات. وعادة ما تكون تكلفة مفاعل الماء المغلي أقل بسبب وجود دورة واحدة وسمك أقل لوعاء المفاعل الذي يصنع أيضاً من الحديد المبطن بطبقة من الحديد غير قابل للصدأ. يوضح الشكل رقم (٢,٦) أهم أجزاء مفاعل الماء المغلي (BWR).



الشكل رقم (٢,٦). مفاعل الماء المغلي (BWR) [٣٤].

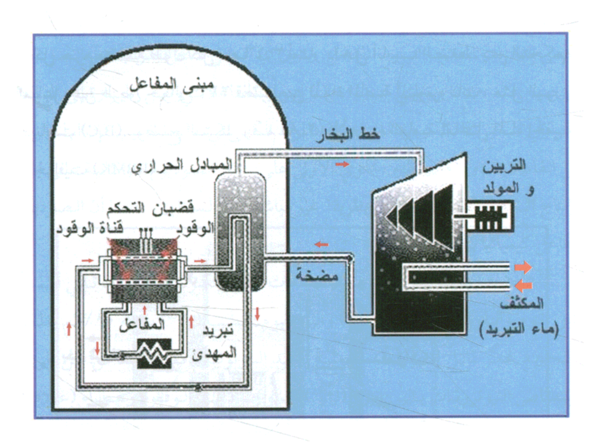
(٢,٤,٢,٤) مفاعلات الماء الثقيل المضغوط (PHWR-Candu)

نشأت مفاعلات الماء الثقيل في كندا وتميزت باستعمال اليورانيوم الطبيعي (U_N) مما جعلها جاذبة لبعض الدول التي لا تملك التقنية الكافية لتخصيب اليورانيوم، مثل الهند، وباكستان، وغيرهما. يحتاج هذا النوع من الوقود إلى مهدئ له كفاءة عالية مما يحتم استعمال الماء الثقيل (D_2O) الذي تكلفة إنتاجه باهظة أيضاً. ويحتوي مفاعل الماء المضغوط (PHWR) على دورتين كما هو الحال في مفاعلات الماء المضغوط (PWR)، إلا أن الدورة الأولى تستخدم الماء الثقيل لتبريد قلب المفاعل وتهدئة النيوترونات الانشطارية في آن واحد.

يتكون قلب المفاعل من وعاء للماء الثقيل، قطره سبعة أمتار، وارتفاعه أربعة أمتار، تتخلله ٣٨٠ قناة أفقية (كلوندريا)، توضع فيها أنابيب حزم الوقود، التي يصل وزنها الإجمالي إلى حوالي ١٠٠ طن من ثاني أكسيد اليورانيوم الطبيعي (UO_2).

يدخل الماء الثقيل (تحت ضغط عالٍ 1450psi وحرارة ٢٦٥ درجة) أنابيب حزم الوقود فترتفع حرارته إلى حوالي ٣٠٠ درجة ثم يتجه إلى المبادل الحراري.

يتم التحكم في المفاعل عن طريق قضبان التحكم التي تخترق القنوات عمودياً أو بإضافة مواد ماصة للنيوترونات في الماء الثقيل مثل محلول نيترات القدولنيوم. يوضح الشكل رقم (٢,٧) أهم أجزاء مفاعل الماء الثقيل المضغوط (PHWR).



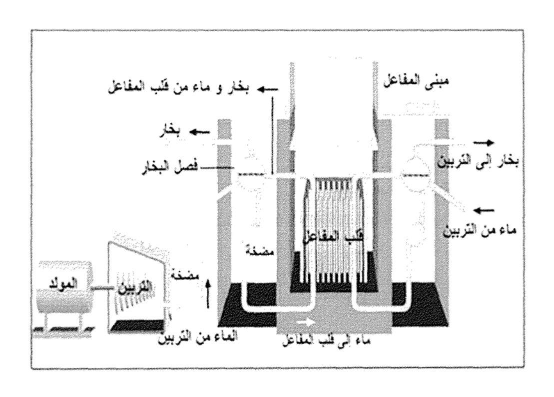
الشكل رقم (٢,٧). مفاعل الماء الثقيل المضغوط (PHWR) [٢٥].

(٢,٤,٢,٥) مفاعل الماء الخفيف والجرافيت (RBMK)

صُممت وشُيدت مفاعلات الماء الخفيف والقرانايت في الاتحاد السوفيتي السابق، وانتشرت في بعض الدول القليلة المجاورة له. يتكون قلب المفاعل من مجموعة

حوالي ١٦٠٠ عمود مربع (٠,٢٥×٠,٢٥ متر) طول كل منها ٧ أمتار توضع عمودياً يتخللها قنوات أنابيب وقود ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) المخصب بنسبة ١,٨-٢٪ والماء العادي للتبريد تحت ضغط حوالي (1000 psi) مما يجعل الماء يغلي عند درجة الحرارة ٢٤٠ درجة في أعلى قلب المفاعل كما هو الحال في مفاعلات الماء المغلي (BWR)

يساوي الوزن الإجمالي للوقود حوالي ٢٠٠ طن من اليورانيوم توضع على شكل حزم متقابلة طول كل منها ٣,٤ أمتار داخل أنابيب الضغط. يتم التحكم في المفاعل عن طريق حوالي ٢٢٢ قضيباً من المواد الماصة للنيوترونات، مثل البورون كربايت (B_4C). يوضح الشكل رقم (٢,٨) الأجزاء العامة لمفاعل الماء الخفيف والجرافيت (RBMK).



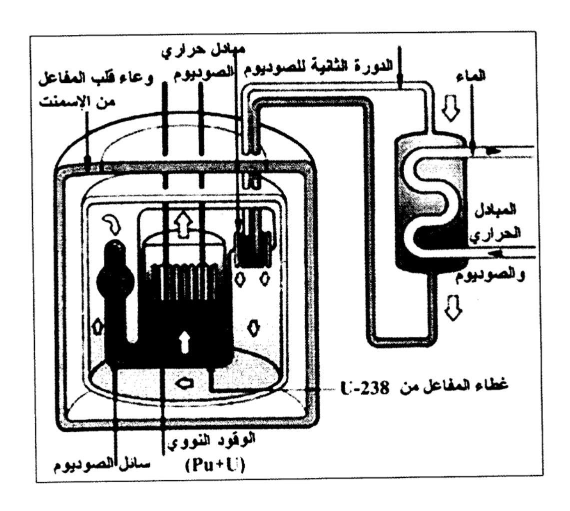
الشكل رقم (٢,٨). مفاعل الماء الخفيف والجرافيت (RBMK) [٢٩].

(٢,٤,٢,٦) المفاعلات المولدة السريعة (FBR)

صممت الدول النووية المفاعلات المولدة السريعة للبحث والتجارب لما لها من آمال كبيرة في هذه المفاعلات لاستهلاك البلوتونيوم المنتج في المفاعلات الحرارية بالإضافة إلى أنها قادرة على توليد أكثر مما تستهلك من المواد الانشطارية. ويعتمد هذا النوع من المفاعلات على استخدام النيوترونات الانشطارية السريعة دون تهدئتها ؛ ولهذا لا يجوز استعمال مواد خفيفة في قلب المفاعل ، الأمر الذي أدى إلى استخدام بعض الفلزات المعدنية لتبريد المفاعل. وتبين أن أفضل هذه الفلزات هو الصوديوم (ينصهر عند ١٠٠° ويغلي عند ٩٥٠°) لتبريد المفاعلات ونقل الحرارة إلى المبادل الحراري لتبخير الماء الذي يشغل التربينة فالمولد الكهربائي. ولهذا السبب فإن لهذا النوع من المفاعلات دورتين مغلقتين تحتوي الأولى على سائل الصوديوم ، والثانية على الماء لإنتاج البخار في المبادل الحراري بطريقة غير مباشرة بين السائلين ، علما أن الصوديوم يتفاعل كيميائياً بشدة مع الماء.

يستخدم في هذا النوع من المفاعلات وقود يتكون من خليط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم ($UO_2 + PO_2$) واليورانيوم المنضب (^{238}U) بنسبة ٨٠٪ ثم يُغلف بالحديد غير قابل للصدأ. تتم عملية توليد البلوتونيوم في المفاعل عن طريق امتصاص النيوترونات باليورانيوم (^{238}U) الموجود في الوقود وغطاء (غلاف) قلب المفاعل.

لم تصل هذه المفاعلات لأسباب عديدة إلى مرحلة إنتاج كميات تجارية كبيرة من الكهرباء ما عدا المفاعل الروسي BN بقدرة (600MW) والمفاعل الفرنسي سوبر فينكس بقدرة (1300 MW) اللذين تخطيا المرحلة التجريبية. يوضح الشكل رقم (٢,٩) أحد أنواع المفاعلات المولدة السريعة.



الشكل رقم (٢,٩). المفاعلات المولدة السريعة (FBR) [٣٧].

(٢,٤,٣) مفاعلات الجيل الثالث

واصلت الدول النووية في حقبة الثمانينات والتسعينات من القرن الماضي تطوير مفاعلات الجيل الثاني التي لا تزال في الخدمة إلى اليوم، وسُميت هذه المفاعلات المتطورة بالمفاعلات المتقدمة أو مفاعلات الجيل الثالث. وأثناء تصميم هذه المفاعلات تمت الاستفادة من الخبرة المتراكمة في تشغيل مفاعلات الجيل الثاني وأُدخلت تعديلات جوهرية لسلامة محطات القدرة النووية وأخرى خاصة بنوع الوقود وخفض تكلفة الإنشاء والتشغيل، وأهم المميزات الأساسية التي أسست عليها مفاعلات الجيل الثالث ما يلي:

أولاً: خفض احتمال حادث انصهار قلب المفاعل والحد من التأثيرات الإشعاعية على البيئة.

ثانياً: تبسيط التصاميم لفائدة الإنشاء والتشغيل.

ثالثاً: تحسين كفاءة حرق الوقود وتقليل النفايات.

رابعاً: خفض تكلفة الطاقة الكهربائية المنتجة.

خامساً: تمديد عمر تشغيل محطات القدرة النووية إلى ستين سنة.

أدخلت الدول الرائدة في التقنية النووية بعض التحسينات على مفاعلات الجيل الثاني، فقامت الشركات الأمريكية بتحسينات عديدة لمفاعل الماء المغلي والماء المضغوط والمفاعلات المولدة السريعة. ولا تزال بعض هذه التحسينات في مرحلة المراجعة والموافقة من السلطات المعنية، إلا أن بعضها تجاوز ذلك ليصل إلى مرحلة الإنشاء. وبالتعاون مع شركات يابانية تم إنشاء محطتين متقدمتين لمفاعل الماء المغلي (ABWR) في أواخر التسعينات ومحطات أخرى قيد الإنشاء أو مقترح إنشاؤها في أمريكا وبعض الدول الآسيوية، مثل تايوان، وكوريا الجنوبية. كذلك تمت الموافقة على بعض التصاميم، مثل (PA100-PA600) الخاصة بمفاعلات الماء المضغوط والمفاعلات المتقدمة (APWR) ومن المتوقع أن تبدأ مرحلة إنشائها قريباً في كل من كوريا الجنوبية وأمريكا وبعض الدول الغربية. أما المفاعلات المولدة السريعة فلا تزال في أمريكا في مرحلة التطوير والتصميم.

قامت بعض الشركات الأروبية منها الفرنسية والألمانية بتحسينات لمفاعل الماء المضغوط ليصبح أقل تكلفة بالإضافة، إلى أنه يستعمل وقوداً جديداً يسمى موكس (MOX)، وهو خليط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم بنسبة ٧-١٠٪ ولقد بدأت المرحلة الفعلية لإنشاء مفاعلات الجيل الثالث الأوروبية للماء المضغوط المتقدمة (EPR) في فنلندا وفرنسا.

صممت روسيا أيضاً مفاعل الماء المضغوط المتقدم (VVER-1000) ونجحت في ترويجه لبعض الدول، مثل الهند، والصين، وإيران، ومن المتوقع إنشاء محطات مماثلة في روسيا قريباً لتعويض محطاتها القديمة. كذلك طوَّرت روسيا مفاعلها المولد السريع (FBR) وتم تصميم المفاعل السريع المتقدم (BN800) الذي يستخدم وقود خليط أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم، مما سيمكنها من استهلاك كميات البلوتنيوم الكبيرة المفككة من أسلحتها النووية حسب اتفاقيات الحد من التسلح النووي.

طوَّرت كندا والهند، كلٌّ على حدة، مفاعل الماء الثقيل للجيل الثاني، فأسست كندا مفاعل كندو المتقدم (ACR)، الذي بإمكانه استعمال وقود اليورانيوم الطبيعي أو المخصب قليلاً باليورانيوم (^{235}U) والبلوتونيوم (Pu) واستعمال الماء الثقيل لتهدئة النيوترونات والماء العادي المضغوط للتبريد. أما الهند فتعمل على تطوير مفاعل الماء الثقيل المتقدم (AHWR)، الذي يستعمل وقود الثوريوم واليورانيوم (U+Th) أو الثوريوم والبلوتونيوم (PU+Th) والماء الثقيل لتهدئة النيوترونات والماء العادي المضغوط للتبريد بالإضافة إلى بعض التحسينات في جوانب أخرى.

تُركز كثير من الدول النووية من بينها جنوب أفريقيا بتطوير المفاعلات المبردة بغاز الهيليوم عند درجة حرارة عالية (٨٥٠°) لما في ذلك حل لمشاكل التآكل ورفع كفاءة المفاعل باستخدام تربينة غازية وثانية بخارية في وقت واحد. وتمتاز المفاعلات المبردة بغاز الهيليوم الشديد الحرارة (HTGCR) بإمكانية استعمال العديد من أنواع الوقود النووي المخصب باليورانيوم أو البلوتونيوم. كذلك يمكنها حرق وقود خليط الثوريوم واليورانيوم أو البلوتونيوم. ولا تزال التحسينات كثيرة في مجال نوع وشكل الوقود والمهدئ لهذا النوع من المفاعلات إلا أنها لم تصل إلى مرحلة الإنشاء والرواج التجاري حتى اليوم.

(٢,٤,٤) مفاعلات الجيل الرابع

لقد تم في سنة ٢٠٠١م إنشاء مجموعة عشر دول نووية (GIF) لغرض توحيد جهود البحث واختيار أفضل أنواع مفاعلات الجيل الرابع لمحطات القدرة النووية لسد الاحتياجات العالمية المتزايدة من الطاقة في المستقبل. ولا تزال مفاعلات الجيل الرابع على شكل تحسينات لمفاعلات الجيل الثالث، ومن المتوقع ألا تدخل حيز التنفيذ والتشييد قبل سنة ٢٠٢٠م. وبعد جملة من التشاورات واجتماعات المتخصصين من هذه الدول تم الاتفاق سنة ٢٠٠٥م على اختيار ستة أنواع من المفاعلات، ستُكثف الجهود في تصميمها والبحث في إمكانية إنشائها، وأهم المميزات الأساسية التي تتسم بها مفاعلات الجيل الرابع ما يلي:

أولاً: أكثرها تشتغل عند درجة حرارة عالية لإنتاج الطاقة الكهربائية والهيدروجين والاستفادة من الحرارة لأغراض أخرى.

ثانياً: أقل تكلفة من المحطات السابقة في الإنشاء والتشغيل والصيانة.

ثالثاً: المحافظة على سلامة البيئة بقلة إنتاج النفايات طويلة العمر.

رابعاً: حرق الوقود النووي المخصب باليورانيوم والبلوتونيوم وحرق نفايات الأكتنايد (Ac).

خامساً: نظم جديدة في التحكم باستخدام النظام السلبي بدون تدخل مثل الجاذبية والخواص الفيزيائية للمواد لتفادي الحوادث.

سنعطي فيما يلي فكرة مبسطة عن مفاعلات الجيل الرابع الستة المقترحة للبحث والتطوير.

(٢,٤,٤,١) المفاعلات السريعة المبردة بالغاز (GCFR)

سيستعمل هذا المفاعل السريع غاز الهيليوم عند درجة حرارة عالية (°٨٥٠) ووقود اليورانيوم المخصب وكل المواد الانشطارية الأخرى لإنتاج الكهرباء عن طريق التربينات الغازية وإنتاج الهيدروجين، أو التطبيقات الحرارية الأخرى.

(٢,٤,٤,٢) المفاعلات السريعة المبردة بالرصاص المنصهر (LCFR)

سيستعمل هذا المفاعل السريع سائل الرصاص، أو الرصاص والبزموث عند درجة حرارة عالية (٨٠٠°) ووقود اليورانيوم المخصب والمواد الانشطارية الأخرى الناتجة عن معالجة وقود المفاعلات السابقة لإنتاج الكهرباء والتطبيقات الحرارية الأخرى أيضاً.

(٢,٤,٤,٣) مفاعلات الملح المنصهر (MSR)

سيستعمل هذا المفاعل اليورانيوم المذاب في سائل تبريد فلوريد الصوديوم عند درجة حرارة عالية (٧٠٠-٨٠٠°). يمر خليط الوقود المبرد داخل قنوات الجرفيت وتتم إزالة نواتج الانشطار أثناء التشغيل وإعادة اليورانيوم والبلوتونيوم وعناصر الأكتينايد الأخرى للوقود. وتستخدم دائرة ثانوية لإنتاج الكهرباء والهيدروجين.

(٢,٤,٤,٤) المفاعلات السريعة المبردة بالصوديوم (SCFR)

هذا النوع من المفاعلات نسخة مطورة من المفاعلات السريعة الحالية مع بعض التحسينات للجوانب المهمة، مثل الوقود والسلامة.

(٢,٤,٤,٥) مفاعلات الماء عالي الضغط (SWCR)

هذا النوع من المفاعلات نسخة مطورة عن مفاعلات الماء المضغوط للجيل الثالث، إلا أنه يستخدم دورة واحدة يكون فيها الماء فوق النقطة الحرجة (ضغط 25Mpa ودرجة حرارة ٥١٠-٥٥٠°) لتبريد المفاعل وتشغيل التربية لإنتاج الكهرباء، أما الوقود المستعمل فهو خليط ثاني أكسيد المواد المخصبة والانشطارية (موكس)، وفق نسب مختلفة. كذلك أُضيفت تحسينات خاصة من ناحية السلامة باستخدام النظام السلبي.

(٢,٤,٤,٦) المفاعلات المبردة بالغاز عالي الحرارة (VHTGR)

هذا النوع من المفاعلات نسخة مطورة من المفاعلات الحرارية المبردة بغاز الهيليوم، الذي سيعمل عند درجة حرارة عالية جداً (١٠٠٠°) لرفع كفاءة المفاعل

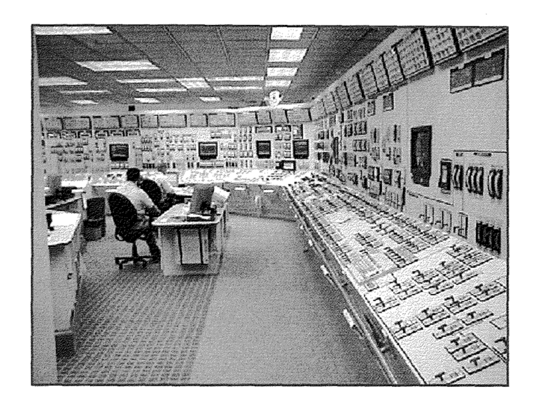
لإنتاج الكهرباء واستخدامات أخرى للحرارة. يكون قلب المفاعل على شكل كتل للقرافات داخلها قنوات للوقود ووعاء لكريات صغيرة من القرافات تحتوي على ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) المغلف بالسليكون كاربايد والبايروليتك كربون.

(٢,٥) التحكم في المفاعلات النووية

يتم التحكم في محطة القدرة النووية عن طريق أجهزة القياس والمراقبة لسير العمليات الفزيائية والكميائية في كل لحظة لأهم مناطق المحطة، وتظهر هذه المعلومات بعد جمعها وتحليلها بمساعدة الحاسب الآلي على شكل صور وإشارات وقراءات في غرفة التحكم التي منها تُدار كل عمليات التدخل وتشغيل المحطة بطريقة أتوماتيكية وشبه أتوماتيكية ويدوية.

(٢,٥,١) غرفة التحكم

تحتوي غرفة التحكم كما هو موضح في الشكل رقم (٢,١٠) على جميع الأدوات اللازمة للمراقبة والتحكم في عمليات التشغيل والتدخل لسلامة المحطة والبيئة. تظهر المعلومات على شاشات ولوحات الإشارات وأجهزة التسجيل في غرفة التحكم لمساعدة المهندسين والفنيين لاتخاذ القرارات السليمة لتشغيل المحطة. ومن بين هذه المعلومات قياسات الحرارة والضغط والتدفق وسرعة التربينة وكمية القدرة الكهربائية المنتجة ومستواها، كما هو الحال في محطات القدرة الكهربائية التقليدية بالإضافة إلى مجموعة من المعلومات الخاصة بالمفاعل النووي، مثل قياس فيض النيوترونات، ومواقع قضبان التحكم، والمستوى الإشعاعي في شتى مناطق مبنى المفاعل. كذلك لمساعدة الفنيين توضع منبهات ضوئية وصوتية للتشغيل، واستعمال أدوات التحكم المتاحة، لمعالجة بعض الحالات الطارئة؛ ولهذا سنركز على بعض الأجهزة الخاصة بالقياسات، وأدوات التحكم للمفاعل النووي.



الشكل رقم (٢,١٠). غرفة التحكم في المفاعل [٣٦].

(٢,٥,٢) قضبان التحكم وأجهزة القياس الإشعاعي

(٢,٥,٢,١) قضبان التحكم

تتوزع قضبان التحكم في مواقع مختلفة من قلب المفاعل حسب أنواعها الثلاثة: قضبان منظمة، وقضبان للضبط، وقضبان للسلامة. تُستعمل القضبان المنظمة للتحكم الدقيق، وقضبان الضبط للتعديلات الكبيرة، أما قضبان السلامة فتُستعمل عند التغيرات السريعة والمفاجئة لمستوى قدرة المفاعل. كذلك تُستعمل أحياناً بعض المواد الماصة (السامة) للنيوترونات في سائل التبريد مع القضبان للتحكم في المفاعل. وتُستعمل كل أنواع التحكم السابقة لإخماد التفاعلات النووية بسرعة في قلب المفاعل عند الحالات الخطرة الطارئة. تحتوي قضبان التحكم على مواد لها قدرة كبيرة على امتصاص النيوترونات، مثل البورون (B)، والكادميوم (Cd)، والهلفينيوم (Hf)،

والقدلنيوم (Gd)، والسمريوم (Sm) ... ولقضبان التحكم أشكال وأبعاد مختلفة ويتم التحكم في حركتها عن طريق محركات كهربائية. ومحركات غازية، وكذلك الاستفادة من قانون الجاذبية أثناء إسقاطها داخل قلب المفاعل؛ ولهذا يجب أن تتوافر في سبائك قضبان التحكم المواصفات الآتية:

أولاً: قدرة عالية على امتصاص النيوترونات.

ثانياً: مقاومة التآكل وموفرة بأسعار مقبولة.

ثالثاً: تحمل الحرارة والظروف الإشعاعية داخل قلب المفاعل.

رابعاً: خفيفة الوزن مما يمكنها من الحركة السريعة.

خامساً: المحافظة على كل هذه المواصفات في مختلف الظروف.

(٢,٥,٢,٢) أجهزة القياس

تختلف أجهزة قياس الإشعاع حسب نوع الإشعاع النووي والغرض من القياسات، فالإشعاعات المؤينة، مثل أشعة ألفا وبيتا يمكن الكشف عنها مباشرة، أما أشعة جاما والنيوترونات فهي غير مؤينة مباشرة وتحتاج إلى طرائق كشف غير مباشرة بمعنى استعمال مادة تتفاعل معها فتولد إشعاعات يمكن الكشف عنها. كذلك يُحدد الغرض من القياسات نوعية الأجهزة وطرائق أخذ القراءات باستمرار أو دورياً. موضوع أجهزة الكشف عن الإشعاع وطرائق اختيارها وتشغيلها لا يمكن التطرق له في هذا الفصل؛ ولهذا ننصح القارئ بالرجوع إلى كتابنا: (هندسة الإشعاع النووي) للحصول على المعلومات الكافية في هذا المجال. ويمكن تلخيص كواشف الإشعاعات كما يلي:

أولاً: الكاشفات الغازية (غرفة التأمين، عداد جيجرميلار، وخاصة العداد التناسبي، وغرفة الانشطار للكشف عن النيوترونات).

ثانياً: الكاشفات الوميضية (صالحة لكل أنواع الإشعاعات).

ثالثاً: الكاشفات شبه الموصلة (غير صالحة للكشف عن النيوترونات).

رابعاً: الكاشفات الحروضوئية (مفيدة خاصة لقياس الجرعات الإشعاعية).

تستخدم جل هذه الكاشفات مع دوائرها الكهربائية والإلكترونية مكونة أجهزة دقيقة تُوضع داخل قلب المفاعل، وفي أماكن عديدة في مبنى المفاعل. وتحلل قياسات هذه الأجهزة الحساسة لتكوين صورة وفكرة واضحة عما يحصل في قلب المفاعل، وعرضها على شاشات ولوحات الإشارات في غرفة التحكم.

(٢,٥,٣) سلامة المحطة والبيئة

تعود مسئولية سلامة المحطة إلى طقم المشغلين لها من مهندسين وفنيين ومسئولين إداريين. وتحتم هذه المسئولية الجماعية تفاني لكل فرد بالقيام بواجبه على أحسن وجه لإتمام أداء وظيفة المحطة بكل سلامة. أما سلامة العاملين بالمحطة وسلامة البيئة من الأخطار الإشعاعية فيتم عن طريق طاقم خاص لسلامة العاملين والبيئة من الإشعاعات المؤذية. يقوم أفراد هذه المجموعة باستمرار بقياسات لكميات الإشعاع في شتى مناطق المحطة بالإضافة إلى مراقبة كل ما يتسرب من مواد (غاز- سائل- صلب) من المحطة إلى البيئة. كذلك يقوم هذا الطاقم بقياسات تأثير الإشعاعات البيولوجية عن النباتات والحيوانات والإنسان داخل المحطة وخارجها. وتُدون كل نتائج هذه القياسات وغالباً ما ترفق دورياً تقاريرها إلى السلطات المحلية.

(٢,٦) تمارين

١- اذكرْ أهم المكونات الأساسية لمحطات القدرة النووية، ثم اشرحْ باختصار أهمية كل منها.

٢- اشرح الخطوات الأساسية لتحويل الطاقة النووية إلى طاقة كهربائية في محطات القدرة النووية.

٣- عرِّف كُلاً من المهدئ وعواكس النيوترونات للمفاعلات النووية الحرارية، ثم اشرحْ دور كل منها.

٤- اشرح الفرق الأساسي بين المواد الانشطارية والمواد القابلة للانشطار وأعطِ مثالاً لكل منها.

٥- اذكرْ أهم مكونات الوقود النووي والمميزات الأساسية التي يجب توافرها فيه.

٦- اذكرْ أهم خصائص مواد التبريد المستعملة في المفاعلات النووية. وما أكثر المواد السائلة والغازية استعمالاً لهذا الغرض؟ ولماذا؟

٧- بماذا تميزت المفاعلات النووية للجيل الأول، وما كانت الأغراض الأساسية لها؟

٨- ما هي الفروق الأساسية بين المفاعلات النووية للجيل الأول والثاني ومدى انتشار هذه الأخيرة في العالم؟

٩- ما مدى انتشار المفاعلات النووية للجيل الثالث، وما أهم مميزاتها؟

١٠- اذكر المميزات الأساسية التي ستتميز بها المفاعلات النووية للجيل الرابع وأهم أنواعها.

الفصل الثالث

محطات تكرير الوقود المستهلك وتخزين النفايات المشعة

● مقدمة ● محطات تكرير الوقود المستهلك ● نواتج تكرير الوقود المستهلك ● النفايات المشعة ● تصنيف النفايات المشعة ● معالجة النفايات وتخزينها ● التخزين النهائي للنفايات المشعة ● تمارين

(٣,١) مقدمة

الغاية الأساسية من عملية تكرير الوقود النووي المستهلك هي إعادة المواد الانشطارية غير المستهلكة إلى دورة الوقود النووي من جديد وتقليص حجم النفايات المشعة غير المرغوب في تخزينها. وتعدُّ عملية تكرير الوقود النووي المستهلك من أصعب العمليات الصناعية وأكثرها تعقيداً وخطورةً، ذلك ؛ لأنها تحتوي على مراحل متعددة من التفاعلات الكيميائية التي تتم تحت ظروف مستويات إشعاعية عالية جداً مما يحتم التصميم والتشغيل الجيدينِ للمحطة، والتعامل مع المواد آلياً وعن بُعد، بالإضافة إلى المحافظة الصارمة على سلامة البيئة.

بدأت عمليات تكرير الوقود النووي منذ أربعينيات القرن الماضي للحصول على مادة البلوتونيوم لإنتاج الأسلحة النووية خاصة. وبعد ذلك دخل العالم في إنتاج

القدرة الكهربائية عن طريق المفاعلات النووية مما أدى إلى تراكم كميات الوقود المستهلك التي يصعب التعامل معها. أنشأت حينئذٍ الدول المتقدمة تقنياً، مثل أمريكا، وبريطانيا، وفرنسا، وروسيا، محطات لتكرير الوقود النووي المستهلك. لكن في أواخر السبعينات قررت الولايات المتحدة الأميركية لأسباب سياسية خاصة إيقاف برنامجها لتكرير الوقود النووي الناتج من مفاعلات القدرة الكهربائية بدعوى الحد من انتشار الأسلحة النووية، وحثت الدول الأخرى باتخاذ النهج نفسه، ونجحت في إقناع بعض الدول، مثل السويد وكندا، لكنها لم تنجح في إقناع الآخرين، مثل فرنسا وبريطانيا، والاتحاد السوفياتي السابق، واليابان، والصين، والهند في التخلي عن تكرير الوقود النووي المستهلك وإنشاء محطات لذلك. ومن ذلك الحين أصبح في العالم اتجاهان، ينص الأول منهما على عدم تكرير الوقود النووي المستهلك وتخزينه كما هو وقتياً أو نهائياً في طبقات جيولوجية ثابتة في باطن الأرض. وينص الثاني على تكرير الوقود النووي المستهلك والاستفادة من المواد الانشطارية مع تقليص حجم النفايات المشعة وتخزينها وقتياً بالنسبة للمواد المشعة التي لها عمر نصفي قصير نسبياً ودفن النفايات ذات العمر نصف الطويل في باطن الأرض.

سنتطرق في هذا الفصل إلى شرح مكونات الوقود النووي المستهلك، وطرائق التكرير المتاحة، والتعامل مع نواتج عملية التكرير هذه، والتطرق إلى تقنية المحطات الخاصة بذلك. بعد ذلك سنتناول موضوع النفايات المشعة وتصنيفها، وطرائق تخزينها، والتقنيات اللازمة لتحويلها قبل دفنها النهائي في مقابر خاصة في باطن الأرض.

(٣,٢) محطات تكرير الوقود المستهلك

تُمثل محطات تكرير الوقود النووي المستهلك آخر حلقة في دورة الوقود التي تبدأ باستخراج اليورانيوم وتخصيبه، ثم تصنيع الوقود واستهلاك جزء منه في المفاعلات النووية، ثم تكريره في النهاية وإعادة المواد الانشطارية للتخصيب، وتصنيع الوقود من جديد. وتُعد محطات تكرير الوقود النووي المستهلك من المنشآت الضخمة التي تحتوي

على أجزاء متعددة لكل منها وظيفة محددة لمعالجة الوقود بتقنيات عالية تعمل آلياً وعن بُعد بسبب مستوى الإشعاع العالي في جل أجزاء المحطة.

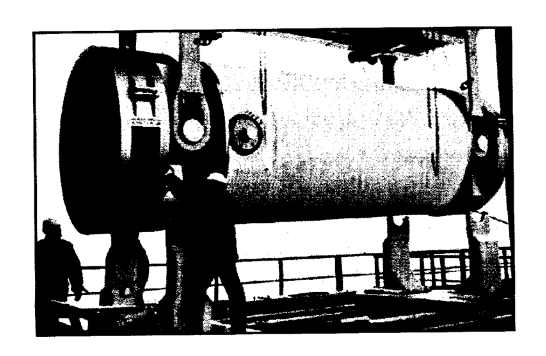
(٣,٢,١) الوقود النووي المستهلك

عندما يُوضع الوقود النووي الجديد في قلب المفاعل ويتم تشغيله تحصل داخله الانشطارات النووية لنوى اليورانيوم وتنتج طاقة حرارية عالية تستخدم لإنتاج الطاقة الكهربائية. وتنتج عملية الانشطار هذه بالإضافة إلى ذلك عناصر جديدة ثقيلة، مثل البلوتونيوم وعناصر مشعة أخرى تسمى بشظايا الانشطار. وهكذا، فإن تركيبة عناصر الوقود النووي داخل المفاعل تتغير مع الزمن. وتستنفذ شيئاً فشيئاً كميات اليورانيوم الانشطاري (^{235}U) من الوقود وتقل كفاءته بعد مدة تتراوح بين سنة وثلاث سنوات. عند ذلك يتم تعويض جزئي للوقود الأصلي بوقود جديد للمحافظة على كفاءة المفاعل واستمرار عملية الانشطار المتسلسل داخل قلب المفاعل. ويسمى الوقود المستخرج من المفاعل عندئذٍ بالوقود النووي المستهلك أو المستنفد الذي يحتوي عادة على حوالي ٩٦٪ من اليورانيوم غير المستهلك، و٣٪ من البلوتونيوم، و١٪ من عناصر شظايا الانشطار التي تعدُّ نفايات مشعة خطرة. وبما أن جل مواد الوقود المستهلك لا تزال صالحة للاستعمال، فإن عملية تكريره تسعى إلى فصل اليورانيوم والبلوتونيوم عن النفايات لإعادة استعمالهما من جديد في دورة الوقود النووي.

(٣,٢,٢) تكرير الوقود النووي المستهلك

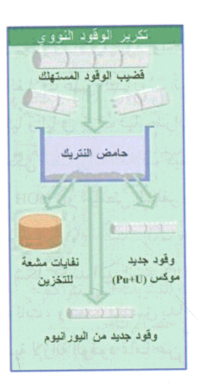
يُوضع الوقود النووي المستهلك مباشرة عند استخراجه من المفاعل في مخازن خاصة قرب المفاعل لمدة ستة أشهر أو سنة لكي يفقد جزءاً كبيراً من طاقته الحرارية ونشاطه الإشعاعي الخاص بالعناصر ذات العمر النصفي القصير. هذه المخازن هي أحواض من الماء تكون عادة تحت الأرض وتصمم بشكل يمنع الوصول إلى الكتلة الحرجة عند غمر حزم الوقود النووي المستهلك فيها، ويعمل الماء على تبريده من ناحية وحماية البيئة من الإشعاعات من ناحية أخرى. بعد فترة التبريد، تُوضع حزم الوقود النووي المستهلك في حاويات خاصة لنقلها حسب توصيات الوكالة الدولية

للطاقة النووية إلى أماكن التخزين الوقتي، أو إلى محطات التكرير. يُوضح الشكل رقم (٣,١) الحاويات الخاصة التي تحتوي على طبقات متعددة من المواد لحماية الوقود وتلوث البيئة أثناء النقل.



الشكل رقم (٣,١). حاوية لنقل الوقود النووي المستهلك [٣٩].

عندما يصل الوقود النووي المستهلك إلى محطة التكرير يُخزن لفترات زمنية حسب نوع الوقود قبل بداية التكرير. وتتلخص عملية التكرير في عدة مراحل أساسية كما هو موضح في الشكل رقم (٣,٢) وأهمها مرحلة قطع أقلام الوقود، ثم إذابتها في حامض النتريك. تأتي بعد ذلك مرحلة الفصل الكيميائي لمكونات السائل الناتج إلى ثلاثة أنواع بمساعدة التفاعلات الكيميائية المتتالية. يحتوي النوع الأول على اليورانيوم، والثاني على البلوتونيوم، والثالث على عناصر شظايا الانشطار المشعة. أما المرحلة الأخيرة من التكرير فهي تختص بإنتاج ثاني أكسيد اليورانيوم، وثاني أكسيد البلوتونيوم، وتركيز المواد المشعة المتبقية، وخفض حجمها وتصنيفها إلى أنواع مختلفة من النفايات ثم تخزينها. ويوضح الشكل رقم (٣,٢) أهم مراحل عملية تكرير الوقود المستهلك.



الشكل رقم (٣,٢). أهم مراحل عملية تكرير الوقود النووي المستهلك.

أُجريت أبحاث كثيرة في مجال تكرير الوقود النووي المستهلك، ولا تزال حتى اليوم لابتكار طرائق تكرير جديدة أو تحسين الطرائق المستعملة حالياً. وسنتناول الآن شرح طريقة التكرير "بيراكس" الأكثر استعمالاً ونجاحاً حتى اليوم.

(٣,٢,٣) طريقة تكرير الوقود بيراكس (Purex)

أهم طرائق تكرير الوقود النووي المستهلك اليوم في العالم على المستوى الصناعي والتجاري، طريقة بيراكس التي تعني استخلاص البلوتونيوم واليورانيوم بالمذيب. تتكون هذه الطريقة من خمس مراحل مهمة:

(٣,٢,٣,١) المرحلة الأولى

تختص هذه المرحلة بتحضير الوقود قبل إذابته في سائل حامض النتريك، وذلك لفك أقلام حزم الوقود عن بعضها، ثم إزالة غلاف الأقلام. وتختلف طرائق إزالة

الغلاف حسب نوع الوقود ومادة الغلاف، فمنها ما يكون ميكانيكياً أوكيميائياً. فإذا كان الوقود على شكل معدن مغلف بالأليمينيوم أوالحديد غير قابل الصدأ، تُقص أطراف أقلام الوقود ويُشق الغلاف على الطول ثم تُستخرج أقراص مادة الوقود. وتتوالى هذه العمليات ميكانيكياً وآلياً في غرف لها جدران سميكة من الخرسانة، ومواد أخرى للحماية من الإشعاع. يمكن أيضاً إزالة الغلاف كيميائياً بإذابته في محلول كيميائي مناسب مثل أكسيد الصوديوم NaOH أو حامض السلفر H_2SO_4 بالنسبة لغلاف الحديد غير قابل الصدأ.

أما إذا كان الوقود على شكل أكسد اليورانيوم UO_2 ومغلفا بالزكينيوم، فغالباً ما ينتفخ الوقود تحت تأثير النيوترونات، ويتمدد فيلتصق بداخل الغلاف مما يجعل الطريقة الميكانيكية سابقة الذكر غير مجدية لإزالة الوقود تماماً عن الغلاف. وفي هذه الحالة يجب قص أقلام الوقود إلى قطع صغيرة ميكانيكياً وآلياً عن بُعد. بعد ذلك تبدأ المرحلة الثانية بإذابة الوقود فقط كيميائياً وتنقية قطع الغلاف التي تبقى صلبة في المحلول.

(٣,٢,٣,٢) المرحلة الثانية

سنركز في هذه المرحلة على إذابة الوقود بدون المساس بالغلاف، وهي الطريقة الأكثر استعمالاً والمناسبة لحل الوقود النووي المستخدم اليوم الذي عادة ما يكون على شكل ثاني أكسد اليورانيوم (UO_2)، أو خليط مع ثاني أكسيد البلوتونيوم (Mox). وتتلخص هذه المرحلة في وضع قطع أقلام الوقود في حامض النيتريك (HNO_3)، الذي له خاصية إذابة الوقود فقط مما يُسهل عملية تصفية المحلول من قطع غلاف الزيركينيوم، التي تعدُّ من النفايات. كذلك ترشح الغازات في هذه المرحلة لما فيها من الإشعاعات ومعالجتها كنفايات أيضاً.

وتجدر الإشارة إلى أنه كلما زاد تركيز حامض النيتريك، زادت سرعة ذوبان الوقود وفق المعادلات الكيميائية الآتية.

$$UO_2 + 4HNO_3 \Rightarrow UO_2(NO_3)_2 + 2NO_2 + 2H_2O \qquad (٣,١)$$

$$UO_2 + \frac{8}{3}HNO_3 \Rightarrow UO_2(NO_3)_2 + \frac{2}{3}NO + \frac{4}{3}H_2O \qquad (٣,٢)$$

أثناء هذه التفاعلات يُضاف من حين إلى آخر كمية من الأكسجين ويصبح التفاعل الناتج كما يلي:

$$UO_2 + 2HNO_3 + \frac{1}{2}O_2 \Rightarrow UO_2(NO_3)_2 + H_2O \qquad (٣,٣)$$

وعند تكثيف بخار الماء وغازات النيتريك التي تتراكم في أعلى الوعاء تُحول إلى حامض النيتريك وإعادته من جديد إلى خط الإنتاج.

(٣,٢,٣,٣) المرحلة الثالثة

تتميز هذه المرحلة بفصل عناصر شظايا الانشطار وبعض عناصر الأكتينايد الثقيلة ($Z > 94$) عن اليورانيوم والبلوتونيوم، وتتم هذه العملية بإضافة مذيب ثاني عضوي لمحلول حامض النيتريك الناتج من آخر المرحلة الثانية. يحتوي المذيب العضوي على ٢٠٪ إلى ٤٠٪ من التريبوتل الفوسفات (TBT) والكيروزين عديم الرائحة. وبعد خلط جيد ينقسم السائل إلى جزءين، يحتوي الأول على نيتريت اليورانيوم ونيتريت البلوتونيوم فقط، ويحتوي الجزء الثاني على بقية عناصر شظايا الانشطار المتبقية في حامض النيتريك. وباستخدام طريقة استخلاص سائل - سائل بالمذيبات يُفصل السائلان عن بعضهما، فيوجه سائل حامض النيتريك بما فيه من عناصر شظايا الانشطار المشعة إلى وحدة معالجة النفايات، أما سائل نيتريت اليورانيوم والبلوتونيوم فيوجه إلى وحدة ثانية لفصلهما عن بعضهما.

(٣,٢,٣,٤) المرحلة الرابعة

تختص هذه المرحلة بفصل البلوتونيوم عن اليورانيوم، وذلك بالاستفادة من اختلاف حالة أكسدة كل منهما في محلول التريبوتل الفوسفات (PTB) والكيروسين.

وعند إضافة أيونات الحديد والسيلفات إلى المحلول الناتج في نهاية المرحلة الثالثة تتم عملية اختزال البلوتونيوم من الحالة الرابعة Pu(VI) إلى الحالة الثالثة Pu(III)، أما اليورانيوم فيبقى على حالته السداسية الأصلية U(VI) الذائبة في المحلول. عند ذلك يصبح نيتريت البلوتونيوم Pu (III) غير ذائب في المحلول، مما يسهل فصله عن اليورانيوم الذي يبقى ذائباً في المحلول. وتنتهي المرحلة الرابعة بتركيز البلوتونيوم وإعادته إلى الحالة الرابعة من جديد لترسيبه وتنقيته، وتتم هذه العملية بتسخين محلول البلوتونيوم مع أيدروجين البروكسايت عند درجة حرارة ٦٠° لتحويل البلوتونيوم إلى الحالة الرابعة وفق التفاعل الآتي:

$$PuO_2^{++} + 2H + H_2O \Rightarrow Pu^{+(IV)} + 2H_2O + O_2 \quad (٣,٤)$$

بعد ذلك يُنقى البلوتونيوم باستخدام تبادل الأيونات بالريزين والتخلص من باقي حامض النيتريك من خلال التبخير والترسيب ليصبح خالياً من الشوائب. ويمكن عند ذلك تحويل البلوتونيوم إلى معدن (Pu)، لكن غالباً ما يُحول إلى ثاني أكسيد البلوتونيوم (PuO_2) ليكون جاهزاً للاستخدام كوقود لبعض المفاعلات النووية. وتتم هذه العملية بحرق أكسلات البلوتونيوم عند ٣٠٠° درجة في فرن كهربائي لمحلول ثاني أكسيد البلوتونيوم بنسبة نقاوة وفق التفاعل الآتي:

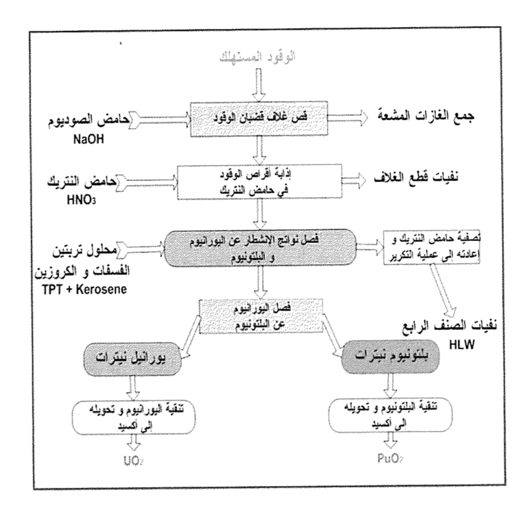
$$Pu(C_2O_4)_2 \cdot 6H_2O \Rightarrow PuO_2 + 2CO + 6H_2O + 2CO_2 \quad (٣,٥)$$

(٣,٢,٣,٥) المرحلة الخامسة

تهتم هذه المرحلة بتنقية اليورانيوم وتحويله إلى الأكسيد الثلاثي (UO_3) ليصبح جاهزاً للتخصيب وإعادته إلى دورة الوقود النووي. ولهذا يُضاف حامض النتريك المخفف إلى المحلول المتبقي في آخر المرحلة السابقة التي تحتوي على اليورانيوم وبعض الشوائب. وبعد التركيز بالتبخر ينقل نيتريت اليورانيوم إلى وحدة التنقية للتخلص من شوائب البلوتونيوم بالاختزال وفق المعادلة الآتية:

$$U^{4+} + 2Pu^{4+} + 2H_2O \Rightarrow UO_2^{2+} + 2Pu^{3+} + 4H^+ \quad (٣,٦)$$

ثم يتم ترشيح الناتج بمحلول السلكا للتخلص من شوائب شظايا الانشطار وخاصة من عصري الزيركينوم (Zr) والنيبيديوم (Nb). وأخيراً يُحوَّل نيترات اليورانيوم النقي إلى ثالث أكسيد اليورانيوم (UO_3) عن طريق التبخير والحرق ليصبح جاهزاً للتخصيب. ويوضح الشكل رقم (٣,٣) المراحل الخمس المهمة لطريقة تكرير الوقود النووي المستهلك (بيراكس).



الشكل رقم (٣,٣). المراحل الخمس لطريقة تكرير الوقود النووي المستهلك (بيراكس) [٣٢].

(٣,٢,٤) طرائق التكرير الأخرى

يمكن تقسيم طرائق تكرير الوقود إلى نوعين، الأول الطرائق السائلة، والثاني الطرائق الصلبة. أبرز الطرائق السائلة هي طريقة تكرير بيراكس، التي تعتمد على استخلاص نظائر الوقود النووي المختلفة بالمذيب. أما النوع الثاني فهو يختص بطرائق معالجة الوقود على الحالة الصلبة.

(٣,٢,٤,١) الطرائق السائلة

تطورت طريقة تكرير بيراكس المشهورة إلى طرائق فرعية حسب الغاية من التكرير والحد من كميات النفايات السائلة، فمثلاً طريقة التكرير يوراكس (UREX) هي شبيهة بطريقة بيراكس، إلا أنها لا تحتوي على مرحلة استخلاص البلوتونيوم، وترك هذه المادة مع نفايات عناصر شظايا الانشطار والاهتمام باستخلاص اليورانيوم فقط. أما طريقة التكرير ترويكس (TRUEX) فإنها شبيهة بطريقة تكرير بيراكس، إلا أنها تحتوي على مرحلة إضافية لاستخلاص عناصر نفيات الأكتينايد، مثل الأميريسيوم (Am)، والكيريوم (Cm) اللذين لهما نشاط إشعاعي ألفا وعمر نصف طويل جداً. وهكذا بالنسبة لطرائق التكرير السائلة الأخرى مثل ديماكس (DIAMX) أوسانكس (SANEX)، التي هي طرائق لا تزال في مرحلة البحث والتطوير لفصل بعض الأنواع الخاصة من النظائر المشعة، أو استخدام سوائل جديدة لا تحتوي على غازات ملوثة للبيئة أثناء حرق النفايات.

(٣,٢,٤,٢) الطرائق الصلبة

يتم منذ فترة تطوير طرائق تكرير جديدة تعتمد على علم المعايرة، والغاية منها هو استخلاص العناصر المفيدة من الوقود النووي المستهلك بدون إذابته في السوائل، مثل الماء، وحامض النيتريك اللذين يشكلان كميات كبيرة من النفايات بالنسبة لطرائق التكرير السائلة. ولا تزال الطرائق الصلبة في مرحلة الأبحاث، لكن من المتوقع أن تؤدي دوراً في المستقبل. أهم هذه الطرائق هي بيرو- أ (PYRO-A)، وبيرو- ب (PYRO-B)،

وتختص الأولى بمعالجة الوقود النووي المستهلك، أما الثانية فتهتم بمعالجة نوع خاص من الوقود الناتج من المفاعلات السريعة المصممة للتخلص من العناصر الثقيلة (ما فوق اليورانيوم.. $Z > 92$).

تعمل طريقة تكرير الوقود المستهلك (بيرو- أ) على فصل عناصر الأكتينايد الثقيلة ما فوق اليورانيوم ($Z > 92$) والعناصر الأخرى. ($Z \leq 92$) هذه الطريقة شبيهة بطلاء المعادن باستخدام التيار الكهربائي حيث يُوضع الوقود في سلة من الملح المذاب مكونة الأنود، أما الكاتود فتكون على شكل معدن صلب ومعدن ذائب مثل الكادميوم أو البيزميت. وعند تمرير تيار كهربائي في النظام يتجمع اليورانيوم على الكاتود الصلبة، وعناصر الأكتينايد الثقيلة الأخرى في كاتود المعدن الذائب، أما باقي عناصر شظايا الانشطار فتمتص في الملح الذائب. ميزة هذه الطريقة أن كميات النفايات المشعة تكون قليلة وذات عمر نصف قصير إلى حد ما، أما باقي العناصر الثقيلة واليورانيوم يمكن إعادتها كوقود للمفاعلات النيوترونات السريعة.

طريقة تكرير الوقود النووي (بيرو-ب) هي شبيهة بطريقة التكرير السابقة، إلا أنها صُممت لمعالجة الوقود المستهلك، الذي لا يحتوي عادة على اليورانيوم بل على العناصر الثقيلة فقط ($Z > 92$). يكون هذا الوقود الخاص ناتجاً عن مفاعلات النيوترونات السريعة، أو المعجلات المصممة لانشطار نوى العناصر الثقيلة غير الطبيعية ($Z > 92$) للتخلص من النفايات ذات العمر نصف الطويل جداً، وجعلها مثل النفايات الأخرى، التي لا تحتاج إلى مراقبة أكثر من بضعة مئات من السنين، عوضاً عن آلاف السنين.

(٣,٣) نواتج تكرير الوقود المستهلك

يتكون الوقود النووي المستهلك بعد فترة التبريد، وعند دخوله محطة التكرير من عناصر مختلفة ونظائر تم إنتاجها أثناء انشطار نوى اليورانيوم في قلب المفاعل.

ويمكن تقسيمها إلى ثلاثة أنواع مبدئياً، أهمها نظائر اليورانيوم المختلفة، التي تحتوي على النسبة الأكبر حوالي ٩٦٪ ونظائر البلوتونيوم بنسبة حوالي ١٪ والعديد من النظائر الأخرى، أو ما يُسمى بعناصر شظايا الانشطار (حوالي ٣٪). تؤدي عملية تكرير الوقود النووي المستهلك، كما تم شرحه، إلى إعادة اليورانيوم والبلوتونيوم إلى دورة الوقود النووي، وتبقى مشكلة شظايا الانشطار وبعض عناصر الأكتينايد الثقيلة التي تعدُّ نفايات مشعة خطرة يجب معالجتها للحد من تلوث البيئة.

(٣,٣,١) نظائر اليورانيوم

يحتوي اليورانيوم الناتج عن عملية تكرير الوقود النووي المستهلك داخل المفاعلات الحرارية للماء الخفيف على جل نظائر اليورانيوم مثل $^{238}U, ^{236}U, ^{235}U, ^{233}U,$ ^{232}U وتظهر نظائر اليورانيوم $^{236}U, ^{233}U, ^{232}U$ بنسب قليلة جداً مقارنةً بنسبة اليورانيوم ^{238}U التي تساوي حوالي ٩٩٪. أما نسبة النظير ^{235}U الذي لم ينشطر داخل قلب المفاعل والمتبقية في الوقود، فهي تساوي حوالي ٠,٩٪. ولا تمثل إعادة اليورانيوم الناتج من عملية التكرير إلى محطات التخصيب وتصنيع الوقود مشكلة في حد ذاتها، على الرغم من التلوث البسيط بالنظائر $^{232}U, ^{236}U, ^{233}U$ لوحدات التخصيب مقارنةً بوحدات تخصيب اليورانيوم الطبيعي؛ ولهذا يُستعمل هذا النوع من اليورانيوم مثل غيره لتصنيع وقود المفاعلات النووية الحرارية، أو وقود خليط ثاني أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم موكس (Mox).

(٣,٣,٢) نظائر البلوتونيوم

تؤدي عملية تكرير الوقود المستهلك إلى إنتاج كميات مختلفة من نظائر البلوتونيوم ^{236}Pu - ^{244}Pu حسب نوع المفاعل كما هو موضح في الجدول رقم (٣,١) الآتي:

الجدول رقم (٣,١). إجمالي نظائر البلوتونيوم الناتجة عن عملية تكرير الوقود المستهلك كغم/ ميقاوات – سنة (Kg/MWe-year).

نوع المفاعل	إجمالي البلوتونيوم	البلوتونيوم الانشطاري
مفاعلات الماء الخفيف	0.26	0.18
مفاعلات الماء الثقيل	0.51	0.25
مفاعلات الجرافيت والغاز	0.58	0.43
مفاعلات الغاز المتقدمة	0.22	0.13
مفاعلات النيوترونات السريعة	1.35	1.0- 0.7

نظائر البلوتونيوم الانشطارية هي خاصة ^{241}Pu و^{239}Pu، أما النظائر الأخرى على الرغم من قلة نسبها فتعدُّ عائقاً لنقاوة البلوتونيوم. وبما أن عمر نصف النظير ^{241}Pu حوالي ١٤ سنة، فلا يجب تخزينه فترات طويلة بل الاستفادة منه قبل أن يتحول إلى نظائر غير انشطارية. استعمل البلوتونيوم في أول الأمر لإنتاج الأسلحة النووية، إلا أن جل الكميات المنتجة اليوم تُستعمل لإنتاج الوقود النووي موكس للمفاعلات النووية الحرارية، أو مفاعلات النيوترونات السريعة.

تجدر الإشارة إلى أن تكرير وقود المفاعلات موكس الذي يحتوي على نسب عالية نسبياً من البلوتونيوم (١٠-١٥٪)، يزيد عملية التكرير تعقيداً بسبب انخفاض نسبة النظائر الانشطارية (^{241}Pu , ^{239}Pu) وزيادة نسب النظائر الأخر مثل ^{238}Pu المنتج لأشعة جاما والنيوترونات؛ ولهذا فإن تكرار عمليات التكرير تحتاج إلى عناية وحماية أكبر أثناء عمليات التكرير وإنتاج الوقود موكس.

(٣,٣,٣) عناصر شظايا الانشطار (النفايات)

تؤدي عملية انشطار نوى اليورانيوم داخل قلب المفاعل إلى إنتاج عناصر كثيرة متوسطة الكتلة الذرية (A) كلها نظائر مشعة في البداية لكن بعضها يصل إلى الحالة المستقرة بعد فترة قصيرة بالتفكك حسب عمر نصفها. وتعدُّ هذه النظائر من النفايات إلا القليل منها يتم فصله للاستفادة من نشاطه الإشعاعي للاستخدامات الطبية

والصناعية والزراعية. تتوزع عناصر شظايا الانشطار من الزنك (Z=30) إلى اللنتنايد، (Z = 57-71)، مكونةً في وسط جدول العناصر قمتين لهما نسب متفاوتة. وتحتوي القمة الأولى للتوزيع على عناصر Pd, Rh, Ru, Te, Mo, Zr، أما قمة التوزيع الثانية فتحتوي على عناصر Nd, Ce, La, Cs, Xe, I. جل هذه العناصر لها عمر نصف قصير، مما يجعلها تتحول إلى عناصر مستقرة بعد فترة، إلا أن بعضها له عمر نصف متوسط أو طويل (٣٠ سنة) مثل ^{129}I, ^{99}Te, ^{137}Cs, ^{90}Sr, مما يُحتم حفظها وتخزينها مدة طويلة.

تمثل عناصر شظايا الانشطار مع القليل من عناصر الأكتينايد الثقيلة (Z > 92) حوالي ٣٪ من كتلة الوقود النووي المستهلك. وتحتاج هذه النفايات مع بعض السوائل الناتجة عن عملية التكرير إلى معالجة وتخزين. وسنتطرق إلى شرح كل هذا في الجزء الأخير من هذا الفصل.

(٣,٤) النفايات المشعة

تؤدي عملية تكرير الوقود النووي المستهلك إلى إنتاج كميات مختلفة الحجم والنشاط الإشعاعي من النفايات، مما يحتم تصنيفها ومعالجة كل منها على حدة، وتُنتج هذه النفايات وفق الحالات الثلاث للمادة: غازية، سائلة، وصلبة.

(٣,٤,١) النفايات الغازية

تُنتج النفايات الغازية المشعة خاصة أثناء المرحلة الأولى من تكرير الوقود التي يتم فيها قص أقلام الوقود ميكانيكياً وإذابته لفصل الغلاف. ويمثل الأيودين (I_2) والريتينوم (RuO_4) أخطر الغازات المشعة اللذان يتم حبسهما بنسبة حوالي ٩٩,٥٪ عند مخرج الغازات للوعاء، الذي تُذاب فيه قطع الوقود، وذلك عن طريق المرشحات وغسل الغازات وتنقيتها. كذلك يُحبس حوالي ٩٩٪ من الغازات الخاملة مثل الكريبتون ^{85}Kr بعد فصله بالتكثيف في أسطوانات ثم الاستفادة منه لاحقاً. أما

الأكسينون (Xe)، فعادةً ما يكون قد وصل إلى الحالة المستقرة بعد فترة حوالي سنة من تبريد الوقود.

تُنتج عملية التكرير أيضاً كميات من غاز التريتيوم T_2 عند قص الأقلام أو على شكل سائل (HTO) أثناء إذابة قطع الوقود. وتوجد طرائق كيميائية لتحويل هذا السائل إلى ماء ثقيل، وعلى الرغم من التكلفة العالية لهذه العمليات، إلا أن جزءاً من التريتيوم يُطلق في جو محطات التكرير بكميات تحددها القوانين المحلية والدولية. وكذلك الحال بالنسبة للكربون ^{14}C الذي يمكن تحويل حوالي ٨٠٪ منه إلى الحالة الصلبة، $CaCO_3$ وتسريح الباقي في الجو على شكل غاز ثاني أكسيد الكربون $^{14}CO_2$.

(٣,٤,٢) النفايات السائلة

تُنتج النفايات السائلة في مختلف مراحل التكرير وأكثر السوائل نشاطاً إشعاعياً وخطورةً ما يفصل في المرحلة الثالثة من التكرير، حيث يحتوي حامض النتريك (HNO_3) على أكثر من ٩٩,٥٪ من عناصر شظايا الانشطار، أما بقايا اليورانيوم والبلوتونيوم فتكون أقل من ٠,٥٪ و٠,٢٪ تتاليا. تأتي بعد ذلك سوائل متوسطة وقليلة النشاط الإشعاعي ناتجة عن عمليات التبخير وغسل الغازات والمذيبات عند إعادتها لخط الإنتاج في أماكن مختلفة في المحطة. وتُصنف هذه السوائل حسب مكوناتها ونشاطها الإشعاعي، ثم تُرسل إلى وحدات معالجة النفايات للتركيز وتقليص أحجامها. وتعالج السوائل العضوية مثل بقايا الكيروزين وتريبتين الفوسفات (TPB) الناتجة عن عمليات التخفيف وغسل المذيبات عن طريق الحرق أو التحليل الكهربائي، وذلك للحصول على بقايا صلبة لما تحمله من عناصر الأكتينايد ($Z > 92$) بالإضافة لليورانيوم والبلوتونيوم وشظايا الانشطار، مثل الرتيتيوم Ru، والزيركينيوم Zr، والنيوبيديوم Nb.

(٣,٤,٣) النفايات الصلبة

تؤدي عملية تكرير الوقود إلى إنتاج كميات من النفايات الصلبة في مختلف المراحل عند ترشيح السوائل. وتُصنف هذه النفايات حسب العناصر ونشاطها

الإشعاعي، ثم تُرسل إلى وحدات المعالجة. وتعدُّ الحالة الصلبة أفضل الحالات للنفايات المشعة، حيث تسهل معالجتها بالكبس لتقليص حجمها، ومزجها بمواد أخرى، مثل الأسمنت، أو البتيم (الإسفلت)، ثم تخزينها لفترات قصيرة ومتوسطة. أما إذا كانت النظائر المشعة طويلة العمر النصفي وتحتاج إلى تخزين طويل المدى، فعادةً ما يتم مزجها مع مادة البروسلكات ثم حرقها عند درجة حرارة عالية (١٠٠٠-١٢٠٠°) لتصبح على شكل مادة زجاجية يصعب تآكلها مع مرور الزمن.

(٣,٥) تصنيف النفايات المشعة

توجد تصنيفات عديدة للنفايات المشعة تعتمد على نوع النظائر، وعمر النصف، والنشاط الإشعاعي، وحالات المادة المشعة إلى آخره. لكن التصنيف الأكثر تداولاً والأوضح تعريفاً هو الذي يعتمد على النشاط الإشعاعي، الذي على أساسه صيغت أكثر التوصيات الدولية والقوانين والتصنيفات المحلية، ولهذا سنعتمد هذا التصنيف خلال فصول هذا الكتاب.

(٣,٥,١) نفايات الصنف الأول (VLLW)

تشمل نفايات الصنف الأول المواد التي لها مستوى إشعاعي قليل جداً (LLW) بسبب التلوث القليل بالمواد المشعة، مثل بقايا التربة والسوائل المستعملة لتركيز مناجم اليورانيوم. هذه المواد لا تحتاج إلى عناية خاصة، لكن لا توضع مع النفايات العادية غير المشعة، وتخزن في أماكن خاصة بها.

(٣,٥,٢) نفايات الصنف الثاني (LLW)

تشمل نفايات الصنف الثاني المواد التي لها مستوى إشعاعي قليل (LLW) بسبب التلوث بالمواد المشعة، مثل الملابس الوقائية والقفازات وبعض أدوات المختبرات التي لامست المواد المشعة. ولا تحتاج هذه المواد إلى حماية معينة لكن تُخزن في أماكن خاصة بها حسب حالتها المادية، وُتعرف نفايات الصنف الثاني كما يلي:

تُعد النفايات من الصنف الثاني إذا كان لها مستوى إشعاعي قليل (LLW)، بمعنى أن نشاطها الإشعاعي لا يفوق $4x10^9$ باكريل للطن الواحد (4GBq/Ton) بالنسبة لجسيمات ألفا أو $12x10^9$ باكريل للطن الواحد (12GBq/Ton) بالنسبة لجسيمات بيتا.

(٣,٥,٣) نفايات الصنف الثالث (MLW)

تشمل نفايات الصنف الثالث المواد التي لها مستوى إشعاعي متوسط (MLW)، وهي المواد التي تم تشعيعها داخل المفاعلات النووية، مثل المعدات، وبعض المواد التابعة لتكرير الوقود النووي المستهلك.

تحتاج هذه المواد إلى أوعية مدرعة للحماية أثناء نقلها أو تخزينها وتُعرف هذه النفايات كما يلي: تُعدُّ النفايات من الصنف الثالث إذا كان مستواها الإشعاعي يفوق مستوى نفايات الصنف الثاني، ولا تحتاج إلى تبريد اصطناعي لخفض درجة حرارتها.

(٣,٥,٤) نفايات الصنف الرابع (HLW)

تشمل نفايات الصنف الرابع المواد التي لها مستوى إشعاعي عالٍ (HLW)، وهي المواد الصلبة، مثل الوقود النووي المستهلك، أو المواد السائلة والصلبة الناتجة عن عملية تكرير الوقود النووي المستهلك مثل سوائل عناصر شظايا الانشطار. هذه المواد تحتاج إلى أوعية مدرعة للحماية أثناء نقلها وتخزينها، بالإضافة إلى تبريد اصطناعي لخفض الحرارة الصادرة منها.

(٣,٦) معالجة النفايات وتخزينها

تحتوي النفايات المشعة، كما سبق شرحه، على مواد متنوعة ذات نشاط إشعاعي متباين، مما يحتم تصنيفها، واختيار أفضل الطرائق للمعالجة والتخزين. وتعتمد بشكل عام عمليات معالجة النفايات وتخزينها على المبادئ الثلاثة الآتية:

أولاً: التركيز والاحتواء.

ثانياً: التصنيف والتشتيت.

ثالثاً: التأخير والتأجيل.

ولا يختص المبدأ الأول والثاني بالنفايات المشعة فقط بل يتناسب أيضاً مع معالجة النفايات غير المشعة وتخزينها، أما المبدأ الثالث (التأخير والتأجيل) فهو خاص بالنفايات المشعة؛ ذلك لأن النشاط الإشعاعي يتناسب عكسياً مع عمر النصف، وكلما مر الزمن تحولت النظائر المشعة إلى عناصر مستقرة، والمشكلة الأساسية للنفايات المشعة أنها تحتوي أحياناً على نظائر لها عمر نصف طويل جداً (آلاف السنين) مما يعقد عمليات المعالجة والتخزين لعزلها نهائياً عن الكائنات الحية والبيئة لآلاف السنين.

يُستخدم المبدأ الثاني (التخفيف والتشتيت) لبعض النفايات المشعة الغازية والسائلة منها فقط، وذلك بإطلاقها مباشرة في الجو، أوفي البحار بكميات محدودة لا تأثر في الكائنات الحية. وكذلك يُستخدم المبدأ الثالث (التأخير والتأجيل) لحل مشكلة النفايات المشعة القصيرة والمتوسطة العمر النصفي (حوالي ثلاثين سنة)، وذلك بحفظها وتخزينها بضعة مئات من السنين على الأكثر فتتلاشى وتتحول إلى عناصر مستقرة، علماً أن المستوى الإشعاعي ينخفض إلى أقل من واحد بالمائة بعد مدة تخزين تساوي سبع مرات عمر النصف. أما المبدأ الأول (التركيز والاحتواء)، فيختص بالنفايات المشعة الصلبة خاصة طويلة عمر النصف. هذا النوع من النفايات يحتاج إلى تركيز عالٍ لتقليص الحجم ومعالجة نهائية تمنعها من التسرب إلى البيئة لمدة زمنية طويلة جداً (آلاف السنين).

(٣,٦,١) معالجة نفايات الصنف الأول والثاني

لا تمثل نفايات الصنف الأول (VLLW) خطورة على البيئة عادة حيث إن نشاطها الإشعاعي قليل جداً وجل هذه النفايات بقايا إنتاج مناجم اليورانيوم، التي تترك عادة مع التربة والسوائل في مكان مخصص لذلك قرب المنجم نفسه؛ ولا تمزج مع النفايات العادية غير المشعة الأخرى. وتُعدُّ هذه الطريقة كافية لمعالجة هذا الصنف من النفايات، وحماية البيئة والكائنات الحية، خاصة عندما يُؤخذ بالاحتياطات اللازمة لعدم تسربها إلى المياه الجوفية.

تحتوي نفايات الصنف الثاني (LLW) عادةً على مصادر إشعاعية صغيرة، أو مواد لوثت بالإشعاعات، مثل ملابس الوقاية، والقفازات، وأدوات الغسيل، إلى آخره. وتكون أكثر هذه النفايات على شكل صلب، لكن إذا كانت على شكل سوائل فأول خطوة لمعالجتها هي تركيزها، أو تبخيرها لتصبح صلبة. وتأتي هذه النفايات عادةً من المستشفيات، وبعض المختبرات، والصناعة، وأحياناً من محطات القدرة النووية أيضاً. نفايات المستشفيات عادةً ما تكون مصادر لجسيمات بيتا وجاما، لها عمر نصف قصير مثل: ^{90}Y ($T_{1/2}=2.7$ يوم)، ^{131}I ($T_{1/2}=8$ أيام)، ^{89}Sr ($T_{1/2}=52$ يوماً)، ^{192}Ir ($T_{1/2}=74$ يوماً) التي تستعمل لأغراض التشخيص أو علاج الأورام السرطانية. وأول خطوة لمعالجة هذه النفايات تخزينها لفترات قصيرة نسبياً، لتصبح بعد فقدان نشاطها الإشعاعي نفايات الصنف الأول (LLW). أما النفايات التي تأتي من المختبرات والصناعة ومحطات القدرة النووية، فهي تحتوي على مصادر ألفا وبيتا وجاما، وكذلك مصادر نيوترونية صغيرة؛ ولهذا فإن العلاج الأمثل لهذه النفايات هو فصل النظائر طويلة عمر النصف، خاصة إذا كانت كثيرة وتركيزها في السوائل عالياً، وإن استدعى الأمر رفع مستوى تصنيفها (HLW). بعد ذلك تُحرق نفايات الصنف الثاني لخفض حجمها، ثم توضع في قوالب من الخرسانة لتصبح جاهزة للتخزين. وبما أن مخازن نفايات الصنف الثاني (LLW) والصنف الثالث (MLW) هي واحدة، فسنتناول موضوع التخزين في الفقرة القادمة. ويمثل حجم نفايات الصنف الثاني حوالي ٩٠٪ من حجم النفايات المشعة، إلا أن مستواها الإشعاعي لا يفوق ١٪ من النشاط الإشعاعي الإجمالي للنفايات المشعة في العالم.

(٣,٦,٢) معالجة نفايات الصنف الثالث

تأتي نفايات الصنف الثالث (MLW) عادةً من النشاط الصناعي النووي وخاصة من محطات تكرير الوقود المستهلك. وتحتوي هذه النفايات على الراتنجات (الرزين) والمواد الكيميائية المترسبة الناتجة عن عمليات التكرير، وكذلك بعض معدات المحطات النووية والمواد الملوثة الناتجة عن تفكيك محطات القدرة النووية القديمة. إذا كانت هذه

النفايات على شكل سوائل، فتعالج بالتركيز والحرق لتحويلها إلى نفايات صلبة حتى وإن اقتضى الأمر تحويل تصنيفها إلى الصنف الأعلى (HLW)؛ ذلك لأن نفايات الصنف الثاني والثالث يجب أن تكون صلبة فقط، ثم بعد ذلك تُطمر هذه النفايات داخل قوالب من الخرسانة، لتصبح جاهزة للتخزين. ويمثل حجم نفايات الصنف الثالث (MLW) حوالي ٧٪ من حجم النفايات المشعة، إلا أن مستواها الإشعاعي لا يفوق ٤٪ من النشاط الإشعاعي الإجمالي للنفايات المشعة في العالم.

تُوضع القوالب الخرسانية التي تحتوي على نفايات الصنف الثاني (LLW)، والصنف الثالث (MLW) في خنادق ذات جدران خرسانية، أو حجرية، يتراوح عمقها بين ٥ و١٠ أمتار. ويُفضل اختيار أماكن هذه المخازن، أو المقابر، في مناطق جافة صحراوية، أو صخرية، أو منطقة يتم عزلها تماماً عن تسرب المياه الجوفية إليها. تركم هذه النفايات التي يكون نشاطها الإشعاعي عادةً حوالي 1MBq/Kg داخل أنفاق مطمورة على شرط ألا تفوق جرعتها الإشعاعية الصادرة على بعد ٠,٣ متر واحد ملي قراي في الساعة (1mGy/hr). وبعد امتلاء الخندق يُردم بطبقة عازلة من التراب والصخور، مما يجعل الجرعة الإشعاعية على السطح لا تتجاوز واحداً في المئة (أي عشرة ميكرو قراي في الساعة 10 uGy/hr).

وتوجد مقابر لتخزين هذا النوع من النفايات في كل من أمريكا وفرنسا وبريطانيا والسويد وبلجيكا والاتحاد السوفيتي السابق.

(٣,٦,٣) معالجة نفايات الصنف الرابع

تتكون نفايات الصنف الرابع (HLW) من مواد سائلة وصلبة، وتأتي المواد السائلة خاصة من محطات تكرير الوقود المستنفد، التي تحتوي على عناصر شظايا الانشطار، وبعض عناصر الأكتينايد الثقيلة ($Z > 94$). وتنتج عمليات تكرير الوقود المستهلك حوالي ٥ أمتار مكعبة لكل طنٍ من الوقود، وتُقلص هذه الكمية إلى ما بين ٠,٥ و١ متر مكعب. لهذه النفايات نشاط إشعاعي عالٍ يسبب إصدار حرارة كبيرة، مما يحتم مراقبتها، وتبريدها أثناء تخزينها الوقتي. ويُوضح الجدول رقم (٣,٢)

كميات النظائر المشعة المنتجة عند تكرير طن واحد من الوقود المستهلك بعد حرقه .MWd/t 33000

الجدول رقم (٣,٢). كميات النظائر المنتجة عند تكرير طن واحد من الوقود المستهلك لمفاعل الماء الخفيف بعد حرقه 33000 MWd/t وتبريده لمدة ٣ سنوات [٢].

نوع النفايات	النفايات الأصلية كغم/ حجم (٥م^٣)	الجزئ الغرامي (molarity) للحجم المركز ٠,٥م^٣
H^+	1.4	1.0
NO_3^-	900	2.4
نواتج الانشطار		
المجموعة I (Rb,Cs) :	2.94	0.046
المجموعة: II (Sr,Ba)	2.37	0.041
المجموعة: III (Y, Ln)	10.31	0.15
Zr	3.54	0.076
Mo	3.32	0.068
Tc	0.77	0.016
المجموعة : (Ru, Rh, Pd)IV	4.02	0.078
Te	0.48	0.0075
النظائر الأخرى	0.35	0.004
مجموع النظائر	28.1	0.487
نواتج التآكل : Fe, Cr, Ni	1.4	0.051
فوسفات :(TBP)	0.9	0.02
الأكتينايد : U, Np,Pu,Am,Cm	5.5	0.047
النظائر السامة للنيوترونات : Gd	12	0.15

تتمثل عمليات معالجة هذه النفايات في عملية تركيزها أولا ثم وضعها ثانيا في خزانات ذات طبقات متعددة مصنعة من الحديد غير قابل للصدأ والخرسانية المسلحة، وتتراوح سعتها بين ٥٠ و ٥٠٠ متر مكعب. توضع هذه الخزانات بعد ذلك داخل خنادق مصممة خصيصاً لها بحيث يمكن تبريدها عن طريق الهواء أو الماء

ومراقبتها طول فترة هذا التخزين الوقتي. وبعد فترة هذا التخزين الوقتي تُعالج هذه النفايات من جديد لتصبح صلبة ويمكن تخزينها نهائياً في طبقات جيولوجية ثابتة في باطن الأرض.

يمثل الجزء الآخر، أي المواد الصلبة لنفايات الصنف الرابع، بعض القطع المعدنية والمرشحات والترسبات المنتجة في محطات تكرير الوقود. وعندما تكون السياسة المتبعة عدم تكرير الوقود المستهلك، فإنَّ جل النفايات الصلبة هي في الواقع الوقود النووي المستهلك نفسه؛ ولهذا فإن الوقود المستهلك الذي يأتي من محطات القدرة النووية بعد فترة التبريد الأولية يعدُّ أهم مصدر لنفايات الصنف الرابع (HLW) الصلبة. ولا يزال هذا النوع من النفايات (الوقود النووي المستهلك بدون تكرير) في الدول التي اتبعت تلك السياسة مثل أمريكا وكندا والسويد في مخازن وقتية تحت المراقبة والتبريد في انتظار دفنه نهائياً في طبقات جيولوجية ثابتة في باطن الأرض.

تجدر الإشارة إلى أن المستوى الإشعاعي لحزم الوقود النووي المستهلك عند إخراجها من المفاعل يكون عالياً جداً مما يسبب إنتاج حرارة تُقدر بحوالي خمسة كيلوواط بعد سنة من التبريد وواحد كيلوواط بعد خمس سنوات من التبريد، وينخفض المستوى الإشعاعي لحزمة الوقود المستهلك إلى حوالي واحد في الألف من المستوى الأصلي بعد أربعين سنة. يمثل حجم نفايات الصنف الرابع (HLW) حوالي ٣٪ من حجم النفايات المشعة، إلا أن مستواها الإشعاعي يعادل ٩٥٪ من النشاط الإشعاعي الإجمالي للنفايات المشعة في العالم.

(٣,٧) التخزين النهائي للنفايات المشعة (HLW)

لا تزال الدراسات جارية لاختيار أفضل طرائق المعالجة والتخزين النهائي لنفايات الصنف الرابع (HLW)، التي تمثل المشكلة الحقيقية للنفايات المشعة. وأهم الاتجاهات للأبحاث الحالية لحل هذه المشكلة في المستقبل ما يلي:

أولاً: التخلص من النفايات وإرسالها إلى الفضاء.

ثانياً: فصل النظائر ومعالجة كل مجموعة على حدة.

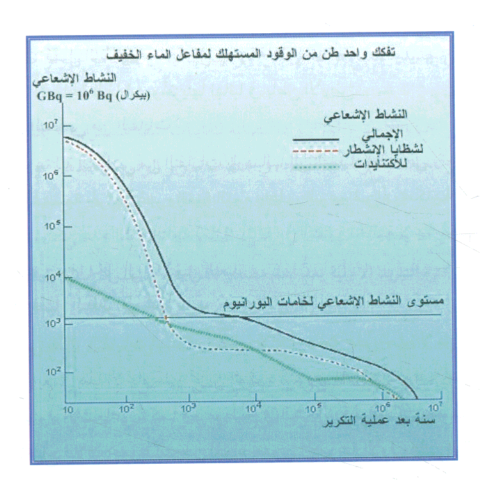
ثالثاً: معالجة النفايات وتخزينها نهائياً في باطن الأرض.

(٣,٧,١) التخلص من النفايات

تُعدُّ عملية التخلص من النفايات بإرسالها إلى الفضاء الخارجي وتوجيهها إلى المدارات الشمسية لحرقها غير واقعية اليوم، على الرغم من أن إمكانية ذلك شبه متوافرة تقنياً. لكن عدم الثقة التامة (مائة بالمائة) في التقنية الحالية لإنجاح هذه المهمة أدى إلى تأجيل هذا الحل إلى المستقبل البعيد.

(٣,٧,٢) فصل النظائر إلى مجموعات

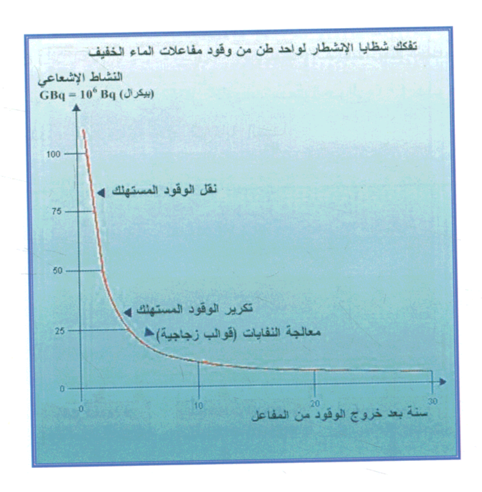
فصل نظائر النفايات المشعة ومعالجة كل مجموعة على حدة لا يزال في طور الأبحاث، ويعمل هذا الاتجاه على تخزين الوقود النووي المستهلك وقتياً تحت المراقبة لخفض مستواه الإشعاعي، كما هو موضح في الشكل رقم (٣,٤). بعد ذلك يمكن تكريره لإنتاج ثلاث مجموعات من المواد تحتوي المجموعة الأولى على اليورانيوم، والثانية على عناصر الأكتينايد الثقيلة بما في ذلك نظائر البلوتونيوم. وفي هذه الحالة يُعاد اليورانيوم إلى دورة الوقود النووي من جديد وتُعالج عناصر شظايا الانشطار متوسطة العمر النصفي لتخزينها نهائياً، حيث لا تحتاج إلى مدة تخزين تفوق الأربعمائة سنة، ليصبح مستواها الإشعاعي قريباً من مستوى مناجم اليورانيوم، التي لا تمثل خطراً. أما المجموعة الثالثة التي تحتوي على عناصر الأكتينايد الثقيلة بما في ذلك نظائر البلوتونيوم التي لها عمر نصف طويل، فتُستعمل كوقود لبعض أنواع المفاعلات وتحويلها بالانشطار النووي إلى نظائر خفيفة ذات عمر نصفي قصير أو متوسط. وبالإمكان أن تتم هذه العملية داخل مفاعلات النيوترونات السريعة، أو مفاعلات الاندماج النووي في المستقبل.



الشكل رقم (٣,٤). مستوى النشاط الإشعاعي للوقود المستهلك [٢٥].

(٣,٧,٣) معالجة النفايات وتخزينها نهائياً

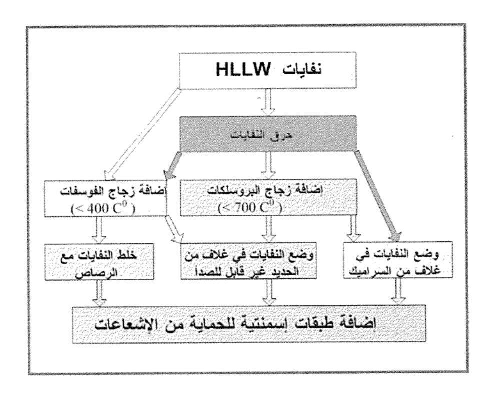
تُعدُّ عملية معالجة نفايات النصف الرابع (HLW) ثم تخزينها نهائياً في باطن الأرض واعدةً وشبه جاهزة اليوم في كثير من الدول النووية. ويتفرع هذا الاتجاه إلى محورين: الأول تكرير الوقود المستهلك بعد فترة تبريد لا تفوق سبع سنوات للاستفادة من البلوتونيوم واليورانيوم ثم معالجة النفايات المتبقية ودفنها نهائياً في باطن الأرض وفق جدول زمني يحكمه المستوى الإشعاعي كما هو موضح في الشكل رقم (٣,٥). أما المحور الثاني فيعمل على تخزين وقتي أطول للوقود المستهلك ثم معالجته بدون تكرير وعدِّه نفايات ككل، ثم دفنه نهائياً أيضاً في باطن الأرض.



الشكل رقم (٣,٥). المراحل الزمنية لمعالجة الوقود المستهلك [٢٥].

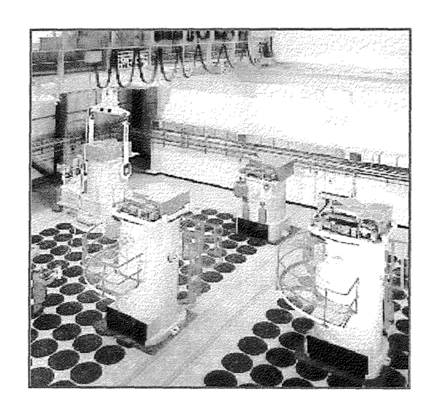
تتلخص عمليات معالجة النفايات الصنف الرابع (HLW) السائلة الناتجة عن تكرير الوقود بعد فترة التبريد والمراقبة في تحويلها إلى مواد صلبة غير قابلة للتآكل مع الزمن. وتتم هذه العملية حالياً في بعض الدول مثل بريطانيا وفرنسا وروسيا، وذلك بتكليس هذه النفايات بالحرق ومزجها داخل قوالب بلورية من زجاج البروسلكات، أو الفوسفات، أو الصخور الاصطناعية "سانروك (Synroc)". ويوضح الشكل رقم (٣,٦) أهم مراحل معالجة نفايات الصنف الرابع وتحويلها إلى مادة صلبة بلورية قابلة للدفن في الطبقات الجيولوجية الثابتة. حيث تُدخل النفايات السائلة إلى فرن عالي

الحرارة (١٠٠٠-١٢٠٠°) فتتحول إلى مواد صلبة يُضاف إليها قطع من الزجاج، التي تذوب تحت تأثير الحرارة مكونةً خليطاً متجانساً مع النفايات. بعد ذلك يُصب هذا السائل في نهاية خط الإنتاج داخل حاويات سعتها حوالي ٤٠٠ كيلوغرام وذات طبقات متعددة من الخزف والحديد غير قابل الصدأ.



الشكل رقم (٣,٦). أهم مراحل معالجة نفايات الصنف الرابع.

ويوضح الشكل رقم (٣,٧) معمل تصنيع تلك القوالب البلورية، وتتكون بعد فترة تبريد السائل داخل هذه الحاويات الاسطوانية مادة صلبة زجاجية تحتوي على ٢٠٪ إلى ٣٠٪ من النفايات المشعة. وتُخزن بعد ذلك هذه الحاويات وقتياً للمراقبة ولخفض مستواها الإشعاعي ودرجة حرارتها ثم تُضاف لها طبقات من الرصاص والتيتانيوم يتراوح سمكها بين ٥ و١٠ مم لتصبح جاهزة للدفن النهائي في باطن الأرض.



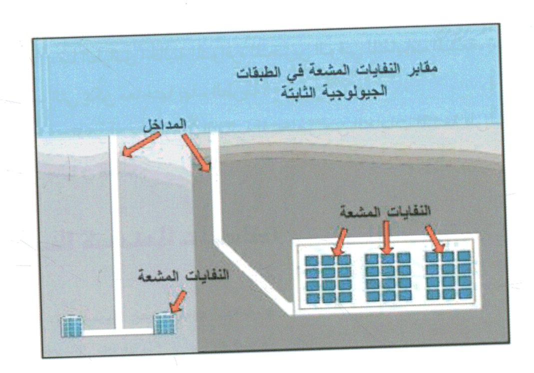
الشكل رقم (٣,٧). تصنيع قوالب الزجاج لحفظ نفايات الصنف الرابع [٢٥].

تتلخص عملية المعالجة النهائية لنفايات الصنف الرابع (HLW) الصلبة مثل حزم الوقود المستهلك بدون تكرير في وضعها داخل حاويات أسطوانية لا يقل سمك جدرانها عن ٥٠ مم من النحاس أو الحديد غير قابل الصدأ. ولتسهيل عملية التبريد أثناء التخزين الوقتي لهذه الأسطوانات تُملأ الفراغات بين أقلام الوقود بالحديد لنقل الحرارة الداخلية. وقبل التخزين النهائي في باطن الأرض لهذه النفايات الصلبة تُضاف لهذه الأسطوانات طبقات إضافية من المواد المقاومة للتآكل والعزل الإشعاعي مثل صفائح "الهستل C_4" والرصاص. ويتوقع أن تكون هذه الطبقات بالإضافة إلى الطبيعة الخزفية للوقود النووي المستهلك (UO_2) كفيلة لبقاء هذه النفايات على حالتها الفيزيائية بدون تدهور داخل باطن الأرض آلاف السنين.

(٣,٧,٤) دفن النفايات في باطن الأرض

أدت الدراسات والتجارب للبحث عن أفضل الطبقات الجيولوجية في السنوات الأخيرة وفي العديد من الدول إلى اختيار طبقات معينة تكفل حفظ النفايات المشعة لآلاف السنين. وتُشير نتائج هذه البحوث إلى أن تكون هذه الطبقات في مناطق ثابتة جيولوجيا منذ ملايين السنين وخالية من الحركة التكتونية والهزات الأرضية والبراكين، وكذلك ألا يقل عمق هذه الطبقات التي تتوافر فيها المواصفات المرغوبة عن ثلاثمائة متر. ولهذا الغرض دُرست ثلاث طبقات واعدة تتمثل في طبقة الصخور البلورية القاصية مثل الجرانيت، وطبقة الطين الخزفي، وطبقة صخور مهد الملح. وحُددت هذه الطبقات على أعماق تفوق ٦٠٠ متر في العديد من الدول وبُنيت مطامر تجريبية للطبقات صخور مهد الملح في كل من السويد وسويسرا وبلجيكا وفرنسا وكندا. وأكثر المشاريع تقدماً في هذا المجال مشروع (KBS-ASPO) بالسويد ومشروع (UKAMTAN) في النيومكسيك بأمريكا ومشروع (LOBE) بفرنسا. وتوجد أيضاً مشاريع بحثية مشتركة في بعض الدول، مثل أستراليا وروسيا ويوضح الشكل رقم (٣,٨) نموذجاً لهذه المقابر المطمورة في باطن الأرض للتخزين النهائي للنفايات المشعة.

ووصلت هذه المشاريع التجريبية إلى درجة من النضج والنتائج المشجعة حتى أنه من المتوقع أن تستقبل هذه المقابر الدفعات الأولى من النفايات المشعة لدفنها نهائياً في حلول سنة ٢٠١٠م. وهنالك اجتماع علمي الآن على أن الحل الأمثل للتخلص من نفايات الصنف الرابع (HLW) هو دفنها في مقابر عمقها أكثر من ثلاثمائة متر في باطن الأرض، وفي طبقات جيولوجية ذات مواصفات معينة. وتعدُّ هذه الطريقة مثالية إلى حد ما؛ لأنها لا تمنع استعادة هذه النفايات إذا ثبت لها فائدة في المستقبل القريب أو البعيد للأجيال القادمة.



الشكل رقم (٣,٨). مقابر دفن النفايات المشعة.

(٣,٨) تمارين

١- عَرِّفْ الوقود النووي المستهلك. وما الغاية الأساسية لتكرير هذا الوقود؟

٢- اذكرْ دورة الوقود النووي وارسمْ شكلاً توضيحياً لهذه الدورة.

٣- اذكرْ أهم طرائق تكرير الوقود النووي المستهلك.

٤- اشرحْ باختصار أهم مراحل طريقة بيراكس لتكرير الوقود النووي المستهلك.

٥- ما النواتج الأساسية لعملية تكرير الوقود المستهلك، وما الفائدة لكل منها؟

٦- اذكرْ أهم أنواع النفايات المشعة لعملية تكرير الوقود المستهلك.

٧- اشرحْ بشكل مبسط تصنيف النفايات المشعة الناتجة عن النشاطات النووية بشكل عام والناتجة عن عملية تكرير الوقود المستهلك خاصة.

٨- اذكرْ باختصار طرائق معالجة النفايات المشعة.

٩- ما الطرائق الحالية المتوافرة للتخزين الوقتي للنفايات المشعة، موضحاً الأصناف التي يمكن معالجتها بهذه الطريقة؟

١٠- اذكرْ أهم الطرائق النهائية للتخلص من النفايات المشعة طويلة العمر النصفي حالياً في العالم.

الفصل الرابع

أساسيات الهندسة النووية

● مقدمة ● خصائص النيوترونات ● المقاطع العرضية ● تهدئة النيوترونات السريعة ● انتشار النيوترونات الحرارية ● الانتشار النووي ● تمارين

(٤,١) مقدمة

ترتكز الهندسة النووية على بعض المفاهيم الأساسية للفيزياء النووية، ومعرفة جيدة لخصائص النيوترونات؛ ولهذا سنتطرق في هذا الفصل إلى شرح هذه المفاهيم، وإلى تعريف خصائص النيوترون، وأنواع المقاطع العرضية، وأهم تفاعلات النيوترونات مع المادة. وسنوضح أيضاً بعض المفاهيم المهمة، مثل تهدئة النيوترونات وانتشارها داخل المفاعل النووي، وسنتناول أيضاً أنواع المواد الانشطارية، وعملية الانشطار النووي المتسلسل والطاقة المنتجة.

تجدر الإشارة إلى أننا تطرقنا إلى جل هذه المفاهيم والأساسيات في أكثر من فصل في كتابنا السابق (مبادئ المفاعلات النووية)؛ ولهذا فإنه يُنصح لمن له الرغبة في المزيد من التفاصيل حول المواضيع بالرجوع إلى هذا المرجع.

(٤,٢) خصائص النيوترونات

اكتشفت النيوترونات في بداية ثلاثينيات القرن الماضي أثناء دراسة خواص المادة، وذلك بقذف العناصر الخفيفة مثل البريليوم $^{9}Be_{4}$ والبورون $^{9}B_{5}$ بجسيمات ألفا الصادرة من النظائر المشعة.

أُكتشف أثناء هذه التفاعلات جسيم جديد ليس له شحنة؛ ولهذا سُمي بالنيوترون. وتبين فيما بعد أن للنيوترون كتلة قريبة جداً من كتلة البروتون وأن له قدرة فائقة على اختراق المواد نتيجة عدم وجود شحنة له. وأثبتت التجارب اللاحقة أن النواة تتكون من جسيمين، هما البروتون والنيوترون اللذان يحتويان بدورهما على جسيمات أولية تُسمى بالكواركات. ويوضح الجدول رقم (٤,١) أهم خصائص كل من البروتون والنيوترون.

الجدول رقم (٤,١). بعض خصائص النيوترون والبروتون [٢].

الجسيم	الكتلة (a.m.u)	الشحنة	العدد المغزلي spin	المكونات
النيوترون	1.0078	0	$\frac{1}{2}$	2 كوارك (تحت) + 1 كوارك (فوق)
البروتون	1.0073	1	$\frac{1}{2}$	2 كوارك (فوق) + 1 كوارك (تحت)

(٤,٢,١) تصنيف النيوترونات

يُمكن تصنيف النيوترونات من الناحية العملية إلى ثلاث فئات مهمة كما هو موضح في الجدول رقم (٤,٢)، الذي يبين أهم خصائص كل واحدة منها.

(٤,٢,١,١) النيوترونات الحرارية

عندما تكون النيوترونات في اتزان ديناميكي وحراري مع الوسط المادي، الذي توجد فيه تُوصف بالنيوترونات الحرارية؛ ولهذا تُطبق عليها قوانين نظرية حركة

الغازات، حيث إن توزيع النيوترونات وانتشارها داخل الوسط المادي يخضع للقانون الإحصائي لمكسوال بولسمان (Maxwell Boltzmann)، الذي يُعرف بالمعادلة الآتية:

$$\frac{dn}{n} = \frac{4.v^2}{\sqrt{\pi}.v_0} \exp[-(\frac{v}{v_0})^2].dv \qquad (٤,١)$$

حيث إن dn تمثل كثافة النيوترونات التي سرعتها بين v و$v + dv$ وn عدد النيوترونات الإجمالي في وحدة الحجم (سم[3]). أما v_0 فهي السرعة الأكثر احتمالاً، التي توجد تحت قمة منحنى الدالة $f(v) = dn/n$. وتؤدي نظرية حركة الغازات هذه إلى الاستنتاجات الآتية:

- العلاقة بين سرعة النيوترونات الحرارية ودرجة الحرارة

$$E_n = \frac{1}{2} m_n v_0^2 = KT \qquad (٤,٢)$$

حيث إن:

K : ثابت بولسمان ($K = 1.38065 \times 10^{-23}$ joule/^0K)

T : درجة الحرارة المطلقة بالكلفين (^0K)

m_n : كتلة النيوترون

$$v_0 = 1.284 \times 10^2 \times \sqrt{T} \quad ; \quad (m/\sec) \qquad (٤,٣)$$

وهكذا عند تطبيق هذه المعادلة وعند درجة الحرارة العادية، $T = 20\ ^0C$ $= 293.16\ ^0K$ نجد أن السرعة الأكثر احتمالاً وطاقة النيوترونات الحرارية تساوي:

$$v_0 = 2200 \quad (m/\sec)$$

$$E_0 = \frac{1}{2} m_n v_0^2 = 0.025 \quad eV \qquad (٤,٤)$$

- العلاقة بين الطاقة المتوسطة للنيوترونات ودرجة الحرارة

$$\bar{v}_n = \frac{1}{n}\int_0^\infty v dn = \frac{2}{\sqrt{\pi}}.v_0 = 1.128 v_0$$
$$\bar{E}_n = \frac{1}{2} m_n \bar{v}^2 = \frac{3}{2} KT \qquad (٤,٥)$$

(٤,٢,١,٢) النيوترونات البطيئة

تأتي فئة النيوترونات البطيئة بعد فئة النيوترونات الحرارية التي لا تفوق حرارتها حوالي نصف إلكترون فولت (0.5 eV). ولهذه الطاقة خاصية مهمة حيث إن عنصر الكادميوم (^{109}Cd) يمتص كل النيوترونات الحرارية التي طاقتها أقل من هذه القيمة ($E_{th} > 0.5eV$) ويكون شفافاً للنيوترونات التي طاقتها أكبر من ذلك ($E_n > 0.5$ eV). أما النيوترونات التي طاقتها بين 0.5 Ev و10 KeV فتُسمى بالنيوترونات المتوسطة أحياناً.

(٤,٢,١,٣) النيوترونات السريعة

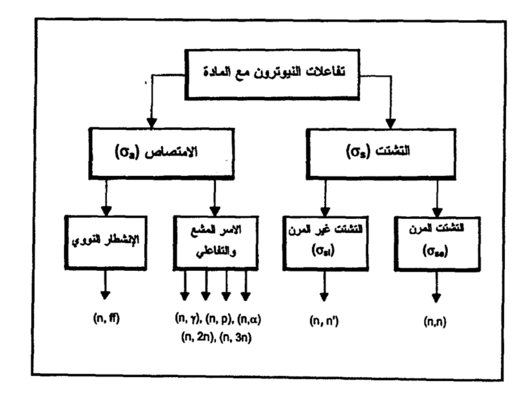
يُعدُّ النيوترون سريعاً عندما تفوق طاقته نصف المليون إلكترون فولت (م. أ .ف) $E_n > 0.5$ MeV، ويوجد هذا النوع من النيوترونات بكثرة في المفاعلات النووية نتيجة عملية الانشطار المتسلسل.

الجدول رقم (٤,٢). خصائص فئات النيوترونات [١].

فئة النيوترونات	الطاقة (eV)	السرعة (m/sec)	درجة الحرارة (^{0}K)	طول الموجة المصاحبة (m)
الحرارية	0.025	$2.2x10^3$	290	$1.81x10^{-6}$
البطيئة	10^4-1.0	$1.4x10^6$-10^4	$1.2x10^6$-10^4	$2.9x10^{-7}$-10^{-9}
السريعة	10^8-10^6	$1.3x10^8$-10^7	$1.2x10^{10}$-10^8	$2.9x10^{-11}$-10^{-10}
النسبية	10^{10}	$2.9x10^8$	$1.2x10^{12}$	$1.1x10^{-12}$

(٤,٢,٢) تفاعلات النيوترونات مع المادة

تتفاعل النيوترونات مع المادة بطرائق متعددة ومختلفة حسب طاقة النيوترون ونوعية المادة. يخترق النيوترون بسهولة الغلاف الإلكتروني للذرة ؛ لأنه عديم الشحنة ويتفاعل مع النواة مباشرة أو مكوناتها، مما يجعلها تفقد اتزانها وربما انشطارها أحياناً. وتنقسم تفاعلات النيوترون مع المادة بشكل عام إلى تشتت أو امتصاص، ولكل منهما فروع متعددة كما هو موضح في الشكل رقم (٤,١).



الشكل رقم (٤,١). تفاعلات النيوترون مع المادة.

تمر تفاعلات النيوترون مع المادة سواء أثناء التشتت أو الامتصاص بمرحلتين أولاهما اتحاد النيوترون مع المادة لتكوين ما يسمى بالنواة المركبة، التي تكون دائماً في حالة إثارة. ويلي ذلك المرحلة الثانية التي تتمثل في التخلص من الطاقة الزائدة، وذلك بتفكك النواة المركبة بالطرائق المختلفة المتاحة.

(٤,٢,٢,١) تشتت النيوترونات

ينقسم تشتت النيوترونات إلى نوعين، التشتت المرن والتشتت غير المرن. ويحصل التشتت المرن مع العناصر الخفيفة والمتوسطة، أما التشتت غير المرن فيحصل مع العناصر فوق المتوسطة والثقيلة، وتزداد نسبة حدوثه كلما زادت طاقة النيوترونات.

أولاً: التشتت المرن (n,n)

يُعرف التشتت المرن بفقدان جزء من طاقة النيوترون الحركية وتغير في تجاهه بعد التفاعل، أما الطاقة المفقودة فتظهر على شكل طاقة حركية للنواة.

ثانياً: التشتت غير المرن (n,n')

يتميز هذا النوع من التشتت بعدم حفظ الطاقة الحركية في هذا التفاعل، حيث إن النيوترون يلتحم بمكونات النواة فتصبح النواة المركبة شديدة الإثارة، وسرعان ما تتفكك بإصدار نيوترون جديد n' . وللتشتت غير المرن عتبة تتمثل في أقل طاقة حركية يجب على النيوترون امتلاكها لكي يحصل له هذا التفاعل.

(٤,٢,٢,٢) امتصاص النيوترونات

امتصاص النيوترونات شبيهة بالتشتت غير المرن، حيث يتحد النيوترون الساقط على النواة فتنتقل طاقته الحركية إلى مكونات النواة المركبة. وتتسبب عملية الامتصاص هذه إلى أسر النيوترونات داخل النواة المركبة فتفقد اتزانها، مما يحتم تركيب جديد لمكوناتها قبل العودة إلى حالة الاستقرار. وتتخلص النواة المركبة من الطاقة الزائدة بإصدار طاقة على شكل أشعة جاما، أو إصدار جسيمات مشحونة، أو نيوترونات، وربما انشطارها أحياناً. ولهذا تنقسم عملية امتصاص، أو أسر النيوترون حسب طاقته ونوع المادة إلى ثلاث فئات كما يلي:

أولاً: الأسر المشع: (n,γ)

ثانياً: الأسر التفاعلي: (n,p)، (n,α)، $(n,2n)$ ...

ثالثاً: الانشطار: (n,ff)

(٤,٣) المقاطع العرضية

يُعرف المقطع العرضي بمساحة النواة المعرضة عمودياً لحزمة النيوترونات، أو الجسيمات المتفاعلة مع نوى الهدف. ولا يساوي المقطع العرضي المقطع الهندسي للنواة بل هو أكبر من ذلك بكثير خاصة عندما تكون النيوترونات حرارية أو بطيئة، ثم يقترب من المقطع الهندسي كلما زادت سرعة النيوترونات. ولتوضيح هذا المفهوم يجب تعريف المقاطع العرضية المختلفة حسب نوعية التفاعل.

(٤,٣,١) المقطع العرضي المجهري (σ)

يُعبر المقطع العرضي المجهري عن احتمال تفاعل النواة الواحدة مع أحد النيوترونات الساقطة على وحدة المساحة سم٢. هذا الاحتمال يساوي المساحة الفعَّالة لنواة الهدف أثناء التفاعل. ولتوضيح هذا المفهوم نفترض أن لدينا حزمة من النيوترونات شدتها I تسقط عمودياً على هدف رفيع السمك وعدد ذراته في وحدة المساحة (سم٢) تساوي N_A. ويلاحظ أثناء التفاعل في هذه الحالة أن عدد التفاعلات R في الثانية يتناسب مع شدة الحزمة I وعدد ذرات الهدف N_A وثابت التناسب σ الذي يسمي بالمقطع العرضي المجهري الذي له المعادلة الآتية:

$$R = \sigma . I . N_A \quad \Rightarrow \quad \sigma = \left(\frac{R}{I}\right) / N_A \qquad (٤,٦)$$

نلاحظ من خلال هذه المعادلة أن وحدة المقطع العرضي المجهري σ لها وحدة مساحة (سم٢) كما هو موضح فيما يلي:

$$\left[cm^2\right] = \left[\frac{\#}{cm^2.\sec} / \frac{\#}{cm^2.\sec}\right] / \left[\frac{\#}{cm^2}\right]$$

حيث إن: # يمثل عدداً بدون وحدة

هذه الوحدة (سم٢) كبيرة جداً مقارنة بمساحة النواة، ولهذا تستعمل وحدة خاصة للمقطع العرضي المجهري σ وهي البارن (barn) التي هي أقرب إلى مساحة المقطع العرضي الهندسي للنواة.

$$1\ barn = 10^{-24}\,cm^2 \qquad (٤,٧)$$

يستنتج مما سبق أن المقطع العرضي الإجمالي لمختلف التفاعلات الجزئية يساوي مجموع المقاطع المجهرية الجزئية، وذلك لأنه يعبر عن مجموع احتمالات التفاعلات الجزئية المختلفة؛ ولهذا فإن المقطع العرضي الإجمالي، σ_t لعملية التشتت وامتصاص النيوترونات مثلاً له المعادلة الآتية:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \qquad (٤,٨)$$

حيث إن:

σ_t: تمثل المقطع العرضي المجهري لتشتت النيوترونات.

σ_a: تمثل المقطع العرضي المجهري لامتصاص النيوترونات.

تجدر الإشارة إلى أن المقطع العرضي المجهري مرتبط بطاقة النيوترون، ونوع التفاعل، ونوعية المادة التي يتفاعل معها النيوترون. ويتميز تغيير المقطع العرضي المجهري الإجمالي، σ_t مع طاقة النيوترون بشكل عام بثلاث مناطق مهمة:

أولاً: منطقة عكس جذر الطاقة ($1/v_n$): توجد هذه المنطقة في بداية الطيف أي في منطقة النيوترونات الحرارية (0 - 1.0 eV) وغالباً ما تكون σ_t كبيرة في هذه المنطقة.

ثانياً: منطقة الرنين: توجد هذه المنطقة الثانية عند النيوترونات المتوسطة الطاقة وتتميز σ_t بتغيرات سريعة تتمثل في قمم متعددة يتناسب ارتفاعها مع مستويات طاقة إثارة النواة المركبة.

ثالثاً: منطقة النيوترونات السريعة: توجد هذه المنطقة الأخيرة من الطيف عند الطاقات الكبيرة ($En > 1.0$ MeV)، حيث يتناقص المقطع العرضي σ_t تدريجياً مع زيادة الطاقة حتى يقترب من المقطع الهندسي الحقيقي لنواة الهدف.

(٤,٣,٢) المقطع العرضي الجهاري (Σ)

يُعبر المقطع العرضي الجهاري عن احتمال تفاعل النيوترون مع مجموعة نوى الهدف داخل وحدة الحجم (سم٣) في حين أن المقطع العرضي المجهري يعبر كما شرحنا سابقاً عن احتمال تفاعل النيوترون مع نواة واحدة ؛ ولهذا فإن المقطع العرضي الجهاري له المعادلة الآتية :

$$\Sigma = N\sigma$$

$$(cm^{-1}) = [\frac{\neq}{cm^3}][cm^2] \quad (٤,٩)$$

حيث إن :

N : الكثافة الذرية ($atom/cm^3$).

σ : المقطع العرضي المجهري (cm^2 أو barn).

Σ : المقطع العرضي الجهاري (cm^{-1}).

بطريقة مماثلة للمقطع العرضي المجهري، فإن المقطع العرضي الجهاري الإجمالي يساوي مجموع المقاطع الجهارية الجزئية كما هو موضح في المعادلة الآتية.

$$\Sigma_t = N(\sigma_s + \sigma_a) = \Sigma_s + \Sigma_a \quad (٤,١٠)$$

حيث إن :

Σ_s : المقطع العرضي الجهاري للتشتت.

Σ_a : المقطع العرضي الجهاري لامتصاص النيوترونات.

كذلك يمكن استنتاج المقطع العرضي الجهاري للمركبات التي تحتوي على مجموعة عناصر بجمع المقاطع الجهارية وفق المعادلة الآتية :

$$\Sigma_t = N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + ... + N_n\sigma_n \quad (٤,١١)$$

حيث إن :

N_i : الكثافة الذرية الجزئية للعنصر i في المركب.

σ_i : المقطع العرضي المجهري للعنصرi في المركب.

تجدر الإشارة إلى أن تغيير شدة حزمة النيوترون داخل طبقات المادة يمكن حسابها وفق المعادلة التفاضلية الآتية:

$$\frac{dI}{dx} = -N.\sigma_t.I(x) = -\Sigma_t.I(x) \qquad (٤,١٢)$$
$$I(x) = I_0.\exp(-\Sigma_t.x)$$

حيث إن :

I_0 : شدة حزمة الجسيمات في البداية $(x = 0)$.

x : سمك الطبقة التي تم اختراقها.

Σ_t : المقطع العرضي المجهاري الإجمالي.

كذلك يمكن حساب معدل المسافة الحرة التي يقطعها النيوترون λ ، قبل التفاعل مثلاً ، وهذه المسافة تساوي عكس المقطع العرضي المجهاري وفق المعادلة الآتية :

$$\lambda(cm) = \int_0^\infty x.P(x)dx = \Sigma_t.\int_0^\infty x.\exp(-\Sigma_t.x)dx \qquad (٤,١٣)$$
$$= \frac{1}{\Sigma_t}$$

حيث إن :

$\Sigma_t.\exp(-\Sigma_t.x)dx = P(x)dx$: احتمال حدوث التفاعل داخل الطبقة dx

(٤,٤) تهدئة النيوترونات السريعة

تهدئة النيوترونات السريعة المنتجة خلال الانشطار النووي داخل المفاعلات النووية عملية مهمة جداً خاصة بالنسبة للمفاعلات النووية الحرارية ؛ وذلك لأن

عملية الانشطار النووي في هذه المفاعلات تحتاج إلى نيوترونات حرارية، والتي يتم الحصول عليها من خلال تهدئة النيوترونات الانشطارية السريعة أصلاً. وتتمثل عملية التهدئة في تصادم النيوترونات مع نوى المادة المهدئة التي يجب أن تتوافر فيها خصائص مساعدة على تشتت النيوترونات وقلة إمكانية امتصاصها. وتحكم عملية التهدئة القوانين الفيزيائية للتصادم والتشتت التي يمكن تلخيصها في الفقرات الآتية.

(٤,٤,١) الطاقة الحركية المفقودة في التصادم

يفقد النيوترون أثناء التصادم مع نواة المادة المهدئة جزءاً من طاقته الحركية، وتحسب طاقته الحركية بعد التصادم وفق قوانين حفظ الطاقة على النحو الآتي.

$$E = E_1[\frac{A^2 + 2A\cos(\vartheta) + 1}{(A+1)^2}] \quad (٤,١٤)$$

حيث إن:

E : الطاقة الحركية للنيوترون بعد التصادم.

E_1 : الطاقة الحركية للنيوترون قبل التصادم.

A : العدد الكتلي لذرة المادة المهدئة.

θ : زاوية التشتت.

يمكن كتابة المعادلة السابقة باستعمال ما يسمى بمعامل التصادم الذي يحتوي على العدد الكتلي لذرات المهدئ فقط، الذي تعبر عنه المعادلة الآتية:

$$\alpha = (\frac{A-1}{A+1})^2 \quad (٤,١٥)$$

وعند استعمال هذا المعامل في المعادلة (١٤,٤) نحصل على ما يلي:

$$E = \frac{E_1}{2}[(1+\alpha) + (1+\alpha)\cos\sigma] \quad (٤,١٦)$$

يلاحظ من خلال هذه المعادلة أن طاقة النيوترون بعد التصادم مرتبطة بزاوية التشتت، وأن أكبر طاقة يفقدها النيوترون هي عند التصادم الأمامي الذي عنده تكون الزاوية θ تساوي صفراً، حيث إن ($E_{max} = \alpha.E_1$). أما أقل طاقة يفقدها النيوترون فتكون عند الزاوية $\theta = \pi$ حيث إن ($E_{min} = \alpha.E_1$).

(٤,٤,٢) معدل الطاقة المفقودة

تعتمد الطاقة المفقودة في التشتت على زاوية التصادم θ وفق المعادلة الآتية:

$$E_1 - E = \Delta E \quad ; \quad \Delta E = \varepsilon\{0, E_1(1-\alpha)\} \qquad (٤,١٧)$$

حيث إن الطاقة المفقودة تساوي صفراً عندما تكون الزاوية تساوي الصفر($\theta = 0$) وتساوي-1)E_1 (α عندما تكون الزاوية $\theta = \pi$.

يُفضل أثناء دراسة تهدئة النيوترون استعمال معدل فرق الطاقة اللوغاريتمي المفقود في التصادم، ξ عوضاً عن الفرق العادي، ΔE للطاقة المفقودة.

$$\xi = -Ln(\overline{\frac{E}{E_1}}) = -\int_0^{\pi} Ln[\frac{A^2 + 2A\cos(\vartheta) + 1}{(A+1)^2}]\frac{dE}{E_1(1-\alpha)} \qquad (٤,١٨)$$

ويؤدي تفاضل هذه المعادلة إلى النتيجة الآتية:

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} Ln(\alpha) \qquad (٤,١٩)$$

يُلاحظ من هذه المعادلة أن معدل الطاقة المفقود في التصادم، ξ مستقل عن الطاقة الأصلية للنيوترون، ويعتمد فقط على كتلة نوى المادة المهدئة. كذلك يمكن اختصار هذه المعادلة إذا كان العدد الكتلي أقل أو يساوي عشرة ($A \le 10$) لتصبح كما يلي:

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \qquad (٤,٢٠)$$

عندما تكون المادة المهدئة مركبة، فإن معدل الطاقة المفقود في التصادم تحسب وفق المعادلة الآتية:

$$\xi_c = \frac{\sum_{i=1}^{n}(m.\xi.\Sigma_s)_i}{\sum_{i=1}^{n}(\Sigma_s)_i} \qquad (٤,٢١)$$

حيث إن:

$(\Sigma_s)_i$: المقطع العرضي الجهاري للعنصر i .

m_i : نسبة ذرات العنصر في المركب c.

(٤,٤,٣) عدد التصادمات لتهدئة النيوترون

يمكن حساب عدد التصادمات n اللازمة لتهدئة النيوترون من الطاقة الأصلية E_0 إلى الطاقة المطلوبة E_n بسهولة، وذلك باستعمال معدل الطاقة اللوغارتمي على النحو الآتي:

$$Ln(\frac{E_0}{E_n}) = Ln(\frac{E_0}{E_1}) + Ln(\frac{E_1}{E_2}) + ... + Ln(\frac{E_{n-1}}{E_n}) = n\xi$$
$$\Rightarrow \quad n = \frac{1}{\xi}Ln(\frac{E_0}{E_n}) \qquad (٤,٢٢)$$

(٤,٤,٤) معدل زاوية التشتت

تستنتج زاوية التشتت من قوانين التصادم، وذلك بالرجوع إلى محاور المختبر، ثم تعويض السرعات بدلالة العدد الكتلي فنحصل على النتيجة الآتية:

$$\cos\psi = \frac{1 + A\cos\theta}{(A^2 + 2A\cos\theta + 1)^{1/2}} \qquad (٤,٢٣)$$

يُحسب معدل زاوية التشتت بتكامل المعادلة السابقة (٤,٢٣) على عناصر الزاوية الصلبة $\Omega = 2\pi.\sin\theta.d\theta$ الخاصة بمحاور مركز الكتلة حيث يكون التوزيع متماثلاً في كل الاتجاهات.

$$\overline{\cos\psi} = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi}(\cos\psi)2\pi.\sin\theta.d\theta$$

$$= \tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1}\frac{1+Ax}{(A^2+2Ax+1)}dx \quad ; \quad x=\cos\theta \qquad (٤,٢٤)$$

$$= \tfrac{2}{3A}$$

نلاحظ من خلال هذه المعادلة أفضلية التشتت إلى الأمام خاصة عندما تكون نواة الهدف صغيرة الكتلة، لكن عندما يتم تصادم النيوترون مع نواة ثقيلة يصبح معدل المركبة الأمامية ($\overline{\cos\psi}$) صغيراً، ويقترب التشتت من التوزيع المتماثل.

(٤,٤,٥) طول مسار التهدئة

يُعرف طول مسار التهدئة للنيوترونات السريعة الانشطارية بالمسافة المستقيمة التي يقطعها أثناء عملية التهدئة حتى الوصول إلى الطاقة الحرارية. وتحسب هذه المسافة عن طريق معدل مربع المسافة المستقيمة التي يقطعها النيوترون حسب مسارات متعرجة أثناء مرحلة التهدئة.

$$\bar{r}_f^2 = \frac{\int_0^{\infty} n_{th}.r^2 dr}{\int_0^{\infty} n_{th} dr} = \frac{\int_0^{\infty} r^4 q_{th}.dr}{\int r^2 q_{th} dr} =$$

$$= \frac{\int_0^{\infty} r^4.e^{-\frac{r^2}{4\tau}}dr}{\int_0^{\infty} r^2 e^{-\frac{r^2}{4\tau}}dr} = 6\tau_{th} \qquad (٤,٢٥)$$

$$\tau_{th} = \frac{\lambda_{tr}}{3}[\frac{\lambda_s}{\xi}Ln(\frac{E_0}{E_{th}})]$$

حيث إن:

q_{th}: كثافة التهدئة (عدد النيوترونات التي تنخفض طاقتها إلى أقل من طاقة E في السنتمتر المكعب وفي الثانية).

n_{th}: عدد النيوترونات التي تصل إلى المنطقة الحرارية.

τ_{th} : عمر فرمي.

يُستنتج من هذه المعادلة أن عمر فرمي يساوي سدس معدل مربع المسافة التي يقطعها النيوترون أثناء عملية التهدئة. أما طول مسار التهدئة، أي المسافة المستقيمة التي يقطعها النيوترون حتى الوصول إلى المرحلة الحرارية، فهي تساوي جذر عمر فرمي.

$$L_f = \sqrt{\frac{\bar{r}^2}{6}} = \sqrt{\tau} \quad (٤,٢٦)$$

(٤,٥) انتشار النيوترونات الحرارية

عند نهاية مرحلة التهدئة تبدأ رحلة انتشار النيوترون في الوسط المادي التي تشبه انتشار الغاز. ويكون هذا الافتراض صحيحاً عند توافر بعض الشروط الأساسية مثل أُحادية معدل طاقة النيوترونات، وعدم فقدان الطاقة، بالإضافة إلى وجود توزيع متماثل لمتجهات سرعة النيوترونات أثناء الانتشار. كل هذه الشروط متوافرة إلى حد كبير عندما تصبح النيوترونات حرارية في نهاية مرحلة التهدئة. وتتميز مرحلة الانتشار عادة بنهاية النيوترون سواء عن طريق الامتصاص في نهاية المطاف أو تسربه إلى خارج الجسم المادي المعتمد؛ ولهذا سنتطرق إلى تعريف بعض العوامل وشرح بعض المفاهيم الأساسية لعملية الانتشار.

(٤,٥,١) العلاقة بين الفيض وتيار النيوترونات

يُمثل الفيض عدد النيوترونات في وحدة المسافة سم^{٢} وفي الثانية ($n/cm^2.sec$) حول نقطة معينة، ويعبر عن فيض النيوترونات بالمعادلة الآتية:

$$\phi = nv \quad (٤,٢٧)$$

حيث إن:

n : كثافة النيوترونات (عدد النيوترونات في السنتمتر المكعب (cm^3).

v : سرعة النيوترونات.

تُعرف كثافة تيار النيوترونات في الاتجاهين السالب والموجب لأحد المحاور بعدد النيوترونات التي تقطع وحدة المساحة في الثانية في الاتجاه المعين. ولكثافة التيار علاقة وثيقة بفيض النيوترونات، التي يُعبر عنها بالنسبة للمحور العمودي Z مثلاً بالمعادلات الآتية:

$$J_z^- = \frac{\Phi_0}{4} + \frac{1}{6.\sum_s}(\frac{\partial \Phi}{\partial z})_0 \qquad (٤,٢٨)$$

$$J_z^+ = \frac{\Phi_0}{4} - \frac{1}{6.\sum_s}(\frac{\partial \phi}{\partial z})_0 \qquad (٤,٢٩)$$

$$J_z = (J^+) - (J^-) = -\frac{1}{3.\sum_s}(\frac{\partial \phi}{\partial z})_0 \qquad (٤,٣٠)$$

حيث إن:

J_z : محصلة كثافة التيار السالب والموجب للنيوترونات

J_z^+ : تيار النيوترونات الموجب في اتجاه المحور Z (الصاعد)

J_z^- : تيار النيوترونات السالب في اتجاه المحور Z (النازل)

Σ: المقطع العرضي الجهاري لمادة الوسط

Φ: فيض النيوترونات

(٤,٥,٢) معدل المسارات الحرة للنيوترونات

يُعرف معدل المسار الحر لتشتت النيوترونات بعكس المقطع العرضي الجهاري للتشتت، ويكتب على النحو الآتي:

$$\lambda_s = \frac{1}{\sum_s} \qquad (٤,٣١)$$

كذلك فإن معدل المسار الحر لامتصاص النيوترونات يُعرف بعكس المقطع العرضي الجهاري للامتصاص وفق المعادلة الآتية:

$$\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a} \quad (٤,٣٢)$$

أما معدل المسار الحر لانتقال النيوترونات فيأخذ بعين الاعتبار أفضلية التشتت إلى الأمام الذي سبق شرحه، الذي يجعل لهذا المسار الحر علاقة وثيقة بالمسار الحر للتشتت والعدد الكتلي للمادة التي تنتشر فيها النيوترونات. وهكذا تكون معادلة معد مسار الحر لانتقال النيوترونات على النحو الآتي:

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1-\overline{\cos\psi}} = \frac{\lambda_s}{1+2/3A} \quad (٤,٣٣)$$

حيث إن:

$\overline{\cos\psi}$: معدل زاوية التشتت.

A : العدد الكتلي لمادة الوسط.

(٤,٥,٣) تسرب النيوترونات

يُفضل استعمال المسار الحر الانتقالي، λ_{tr} عوضاً عن المسار الحر للتشتت، λ_s في كل من معادلات تيار النيوترونات وقانون انتشارها، وذلك لعدم تماثل زاوية التشتت في محاور المختبر وأفضلية التشتت إلى الأمام. وعند ذلك تصبح معادلة كثافة تيار النيوترونات في تجاه المحور Z التي تعرضنا لها سابقا كما يلي:

$$J_z = -\frac{\lambda_{tr}}{z}(\frac{\partial\phi}{\partial z})_0 = -D(\frac{\partial\phi}{\partial z})_0 \quad (٤,٣٤)$$

حيث إن:

$\frac{\lambda_{tr}}{3} = D$: معامل الانتشار.

وبالمثل يمكن حساب كثافة تيار النيوترونات في تجاه المحاور الأخرى، ثم حساب محصلة كثافة التيار في الاتجاهات الثلاثة، التي تُعرف بقانون (فيك) الذي له المعادلة الآتية:

$$J = -D.[\frac{\partial\phi}{\partial x} + \frac{\partial\phi}{\partial y} + \frac{\partial\phi}{\partial z}]_0 \quad (٤,٣٥)$$
$$= -D.\nabla\phi(r)$$

يُمكن الآن حساب تسرب النيوترونات من وحدة الحجم dv وفي كل الاتجاهات باستعمال كثافة تيار النيوترونات على النحو الآتي:

$$-\frac{\lambda_{tr}}{3}[\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y_2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2}]dV = \nabla J.dV \quad (٤,٣٦)$$
$$= -D.\nabla^2\phi_0 dV$$

نستنتج من هذه المعادلة أن معدل فيض النيوترونات المتسربة من وحدة الحجم تتناسب مع متفرقة المتجه J أو لبلاسيان ($\nabla^2\Phi_0$) فيض النيوترونات الأصلي (Φ_0).

(٤,٥,٤) انتشار النيوترونات

يحكم تغير عدد النيوترونات مع الزمن داخل عنصر الحجم المادي dv مجموع الأحداث الثلاثة التي تحصل للنيوترونات من إنتاج وامتصاص وتسرب وفق العبارة الآتية:

$$\frac{\partial n}{\partial t}dv = [\text{الإنتاج} - \text{الامتصاص} - \text{التسرب}]dV$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}dV = [S - \Sigma_a\phi + D\nabla^2\phi]dV \quad (٤,٣٧)$$

وهكذا يمكن ترتيب المعادلة العامة لانتشار النيوترونات على النحو الآتي:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + D\nabla^2\phi - \sum_a\phi \quad (٤,٣٨)$$

ولحل هذه المعادلة يجب الرجوع إلى الشروط الحدودية.

(٤,٥,٥) طول مسار الانشطار

يُعرف طول مسار الانتشار للنيوترونات بالمسافة المستقيمة التي يقطعها أثناء عملية الانتشار، التي تبدأ عند نهاية عملية التهدئة، وتنتهي عند امتصاص النيوترون

الحراري فقط. وتُحسب هذه المسافة أيضاً عن طريق معدل مربع المسافة المستقيمة التي يقطعها النيوترون بمساراته المتعرجة أثناء مرحلة الانتشار وفق المعادلة الآتية:

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 dn}{\int_0^\infty dn} = \frac{1}{n}\int_0^\infty r^2 .\phi.\sum{}_a dV \qquad (٤,٣٩)$$

حيث إن ϕ يمثل فيض النيوترونات الناتج عن حل معادلة الانتشار السابق (٤,٣٨) لمصدر نقطي داخل مهدئ غير محدد الأبعاد مثلاً.

$$\phi = \frac{3n}{4\pi\lambda_{tr}}.\frac{e^{-kr}}{r} \quad ; \quad K = \frac{3}{\lambda_{tr}\lambda_a} \qquad (٤,٤٠)$$

$$dV = 4\pi\, r^2 dr \qquad (٤,٤١)$$

يُؤدي حل المعادلة التفاضلية السابقة (٤,٣٩) بعد تعويض الفيض ϕ والعنصر الحجمي dv بقيمتها (٤,٤٠) و(٤,٤١) إلى الحصول على قيم مربع وطول مسار الانتشار L^2 و L تتالياً.

$$\bar{r}^2 = \frac{6}{K^2} = 6L^2 \Rightarrow L = \sqrt{\frac{\bar{r}^2}{6}} = \sqrt{\frac{\lambda_{tr}\lambda_a}{3}} \qquad (٤,٤٢)$$

تجدر الإشارة إلى أن معادلة معدل مربع المسار الحر للانتشار، $\overline{r^2}$ متشابه إلى حد كبير بالمعادلة السابقة (٤,٢٥) الخاصة بمعدل مربع المسار الحر للتهدئة r_f^2، ويُلاحظ أيضاً أن طول مدار الانشطار L يساوي جذر سدس مربع المسار الحر للانتشار، ويعتمد على قيم المسارات الحرة للامتصاص λ_a وللانتقال λ_{tr} فقط.

(٤,٥,٦) طول مسار هجرة النيوترونات

يُعرف طول مسار هجرة النيوترونات بالمسافة الخطية المستقيمة التي يقطعها النيوترون من نقطة ولادته إلى نقطة امتصاصه. وبمعنى آخر فإن هذه المسافة تساوي

جذر مجموع مربعات كل من طول مسار التهدئة وطول مسار الانتشار ؛ ولهذا فإن معادلة طول مسار هجرة النيوترونات تكون على النحو الآتي :

$$M^2 = L_f^2 + L^2 = \tau_{th} + L^2$$

$$M = (L_f^2 + L^2)^{\frac{1}{2}} \quad (٤,٤٣)$$

ويوضح الجدول رقم (٤,٣) بعض الخصائص المهمة لأكثر المواد استعمالاً كمهدئ وعاكس للنيوترونات.

الجدول رقم (٤,٣). خصائص أكثر المواد استعمالاً كمهدئ للنيوترونات [١].

المهدئ	الكثافة g/cm³	λ_a cm	λ_t cm	D cm	L_f cm	L cm	M cm
الماء العادي H_2O	1.00	50.76	0.48	0.16	5.20	2.85	5.93
الماء الثقيل D_2O	1.10	$3.44x10^4$	2.52	0.87	11.44	170.00	170.38
البيريوم Be	1.85	$9.6x10^2$	1.38	0.50	10.10	21.00	23.30
أكسيد البيريليوم BeO	2.96	$1.67x10^2$	1.41	0.47	—	28.00	—
الجرافيت C	1.60	$4.17x10^3$	2.50	0.84	19.18	59.00	62.04

(٤,٦) الانشطار النووي

يُنتج الانشطار النووي كمية هائلة من الطاقة لا مثيل لها في التفاعلات الكيميائية. ولقد استفاد الإنسان من هذه الطاقة سلمياً بإنشاء محطات القدرة الكهربائية الضخمة في العديد من الأماكن في العالم. وتحصل عملية الانشطار عندما يتفاعل نيوترون مع نواة ثقيلة ، الأمر الذي يؤدي إلى انشطارها أحياناً وإنتاج طاقة كبيرة بالإضافة إلى إصدار حوالي نيوترونين ونصف النيترون لكل انشطار.

أبسط النظريات لتفسير عملية الانشطار هي قطرة السائل ، حيث تعدُّ المادة النووية داخل النواة شبيهة بالمادة السائلة داخل قطرة صغيرة كروية الشكل. تماسك

وتنافر مكونات النواة تحكمه القوى النووية المتينة والضعيفة. لكن عندما تمتص النواة النيوترون أو كمية من الطاقة ، فإنها تفقد اتزانها وربما انشطارها كما هو الحال بالنسبة لقطرة السائل عندما تضاف لها كمية من السائل فيتغير شكلها تدريجياً حتى تصل إلى الانشطار أحياناً.

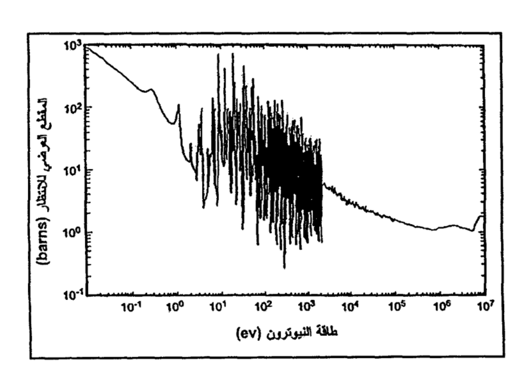
(٤,٦,١) المواد الانشطارية

تتميز المواد الانشطارية بسهولة انشطارها عن طريق النيوترونات الحرارية خاصة ؛ ولهذا تستعمل هذه المواد وقوداً في المفاعلات النووية. وأهم هذه المواد الانشطارية هي اليورانيوم ^{233}U واليورانيوم^{235}U والبلوتونيوم ^{239}Pu ، إلا أن العنصر الوحيد الذي يوجد في الطبيعة هو اليورانيوم ^{235}U وبنسبة سبعة في الألف أو سبعة غرامات لكل كيلوغرام من اليورانيوم الطبيعي. أما العنصران ^{233}U و^{239}P فيمكن إنتاجهما داخل المفاعلات النووية عن طريق تعريض الثوريوم ^{232}Th واليورانيوم^{238}U للنيوترونات. وتُعرف هاتان المادتان بالمواد القابلة للانشطار ؛ لأنه يصعب انشطارهما بالنيوترونات الحرارية خاصة ، لكن يمكن تحويلها إلى مواد انشطارية سهلة الانشطار.

(٤,٦,٢) المقطع العرضي للانشطار

يختلف المقطع العرضي المجهري للانشطار σ_f حسب طاقة النيوترون والمادة الانشطارية. ويُلاحظ أن هناك تشابهاً كبيراً في الشكل العام لمنحنى المقطع العرضي للانشطار حسب طاقة النيوترون لكل المواد الانشطارية ، حيث يمكن تقسيم هذا المنحنى إلى ثلاث مناطق. وتختص المنطقة الأولى بالنيوترونات الحرارية والبطيئة ، حيث يتغير المقطع σ_f حسب قانون عكس السرعة ، $\frac{1}{v}$. وتأتي بعد ذلك منطقة النيوترونات المتوسطة التي تسمى أيضاً بمنطقة الرنين ذات التغيرات السريعة التي تتخللها قمم متعددة. وأخيراً ، تأتي منطقة النيوترونات السريعة ، حيث يصبح المقطع σ_f شبه ثابت ، ويتناقص ببطء مع زيادة طاقة النيوترون.

ويوضح الشكل رقم (٤,٢) منحنى تغير المقطع العرضي المجهري لانشطار اليورانيوم ^{235}U.



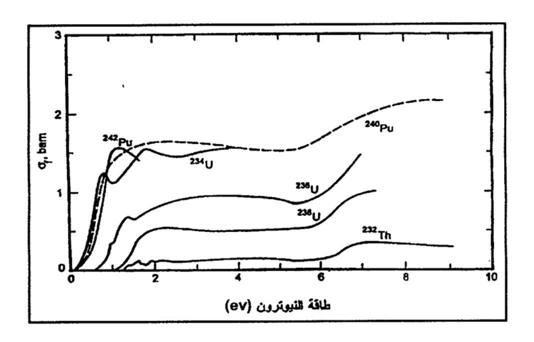
الشكل رقم (٤,٢). المقطع المجهري (σ_f) لليورانيوم ^{235}U [١٣].

يُظهر الجدول رقم (٤,٤) القيم المهمة للمقاطع العرضية لانشطار وامتصاص σ_f و σ_a لأهم المواد الانشطارية بالنسبة للنيوترونات الحرارية.

الجدول رقم (٤,٤). بعض الخصائص المهمة للمواد الانشطارية [١٣].

α	$*\upsilon$	σ_f (barn)	$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$ (barn)	العناصر
0.0899	2.492	531.1	578.8	^{233}U
0.169	2.418	582.2	680.8	^{235}U
0.362	2.871	742.5	1011.3	^{239}Pu
0.365	2.927	1009	1377	^{241}Pu

يُوضح الشكل رقم (٤,٣) منحنى تغيير المقطع العرضي المجهري للانشطار σ_f لمعظم المواد القابلة للانشطار. ويُلاحظ من هذا الشكل أن σ_f تساوي الصفر تقريباً في البداية، ثم يتحسن شيئاً فشيئاً عندما تفوق طاقة النيوترون طاقة عتبة التفاعل. كما يُلاحظ أيضاً أن المقطع المجهري لا يتجاوز اثنين بارن في أفضل الحالات؛ ولهذا يُفضل تحويل هذه المواد إلى مواد انشطارية يسهل انشطارها؛ لأن σ_f تصبح أكبر من خمسمائة بارن ($\sigma_f > 500$ barn).



الشكل رقم (٤,٣). المقطع المجهري للانشطار σ_f لأهم المواد القابلة للانشطار [١٣].

(٤,٦,٣) نواتج الانشطار

تُؤدي عملية انشطار نواة ثقيلة مثل نواة اليورانيوم ^{235}U إلى إنتاج شظيتين مختلفتين في الوزن وإصدار نيوترونين إلى ثلاثة نيوترونات بالإضافة إلى إنتاج طاقة كبيرة على شكل إشعاعات وطاقة حركية. وعلى الرغم من اختلاف وزن شظايا الانشطار هذه عن بعضها فكلها لها نشاط إشعاعي مما يُعقد التعامل مع هذه النظائر أثناء تراكمها في المفاعل، وبعد ذلك كنفايات أيضاً.

تنقسم النيوترونات الانشطارية إلى نيوترونات فورية (تصدر خلال الانشطار مباشرة، وذلك في حوالي 10^{-14} ثانية) ونيوترونات متأخرة ناتجة عن تفكك بعض شظايا الانشطار، التي تصدر في أقل من 55 ثانية تقريباً بعد عملية الانشطار. ولا يتجاوز عدد هذه النيوترونات المتأخرة واحداً في المائة من النيوترونات الانشطارية، إلا أنها تؤدي دوراً كبيراً في عملية التحكم في المفاعلات النووية.

يُرمز لعدد النيوترونات الانشطارية بالحرف ν ويختلف هذا العدد حسب نوعية المادة الانشطارية وطاقة النيوترون مسببة الانشطار. ويظهر الجدول رقم (٤,٥) قيم معدل النيوترونات الناتجة عن انشطار بعض المواد الثقيلة.

الجدول رقم (٤,٥). معدل النيوترونات الانشطارية ν لكل انشطار[1]

طاقة النيوترون MeV	^{232}Th	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
الحرارية	—	*2.48*	*2.42*	—	*2.87*
1.5	—	*2.70*	*2.57*	*2.65*	*3.08*
14.1	*4.64*	*3.86*	*4.17*	*4.50*	*4.75*

(٤,٦,٤) طاقة الانشطار (n,ff)

تُحسب الطاقة الناتجة عن عملية الانشطار باستعمال معادلات الطاقة المكافئة للكتلة المفقودة في تفاعل الانشطار ($E_f = 931\times\Delta m$) علماً أن طاقة الانشطار E_f غير ثابتة في كل الانشطارات؛ وذلك لأنها تعتمد على كتل شظايا الانشطار وعدد النيوترونات المنتجة، إلا أن الحسابات أثبتت أن طاقة انشطار اليورانيوم والبلوتونيوم متقاربة جداً وتساوي حوالي 200 MeV تقريباً. وتنقسم هذه الطاقة بين الطاقة الحركية لشظايا الانشطار والنيوترونات والطاقة الإشعاعية لأشعة جاما الفورية، وكل الإشعاعات الأخرى الناتجة عن تفكك الشظايا. ويوضح الجدول رقم (٤,٦) تقسيم هذه الطاقة لإحدى طرائق انشطارات اليورانيوم ^{235}U على سبيل المثال.

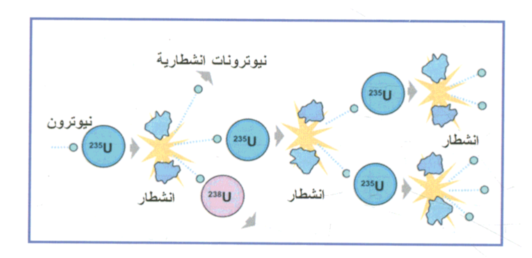
الجدول رقم (٤,٦). توزيع طاقة انشطارات اليورانيوم ^{235}U.

توزيع طاقة الانشطار	الطاقة المنتجة MeV	المدى
الطاقة الحركية لشظايا الانشطار	*168*	< مم
الطاقة الحركية للنيوترونات	*5*	*100-10* سم
طاقة أشعة جاما الفورية	*7*	*100-10* سم
طاقة التفكك بيتا وجاما	*15*	*100-10* سم
طاقة النيوترينو المصاحب لبيتا	*12*	∞
مجموع الطاقة	*207*	

(٤,٦,٥) الانشطار المتسلسل

يُنتج كل انشطار نووي بالإضافة إلى شظايا الانشطار من اثنين إلى ثلاثة نيوترونات كما سبق شرحه. ويمكن من خلال التصميم الجيد للمفاعل النووي المحافظ على نيوترون على الأقل من كل انشطار واستعماله لإحداث انشطار جديد. وبتكرار هذه العملية نحصل على ما يسمى بالانشطار المتسلسل الذي لا يحتاج إلى إضافة نيوترونات خارجية لاستمرار عملية الانشطار.

يتركز التصميم الجديد للمفاعل النووي على الاختيار النوعي والكمي المناسب للوقود النووي والمواد الأخرى المكونة للمفاعل وحساب دقيق لأبعاد المفاعل لمنع تسرب النيوترونات من قلب المفاعل. وتُؤدي هذه الخيارات والحسابات إلى التصميم السليم الذي يحد من فقدان النيوترونات عن طريق امتصاصها من طرف المواد غير الانشطارية أو تسربها خارج المفاعل. وهكذا يمكن المحافظة على نيوترون واحد على الأقل لكل انشطار واستمرار الانشطار المتسلسل والتحكم في المعامل.



الشكل رقم (٤,٤). الانشطار المتسلسل [٢٤].

(٤,٧) تمارين

١- اذكرْ أهم خصائص النيوترون، وما هو التصنيف العملي لهذا الجسيم، ثم اشرح العلاقة بين سرعة النيوترونات الحرارية ودرجة الحرارة.

٢- ارسمْ بشكل توضيحي تفاعلات النيوترون الممكنة مع المادة.

٣- عَرِّف باختصار المقطع العرض المجهري، والمقطع العرضي الجهاري لأحد تفاعلات النيوترون مع المادة.

٤- اشرح الفرق بين عمليتي التهدئة والانتشار للنيوترونات، ثم عَرِّف مسار هجرة النيوترونات.

٥- عَرِّف المواد الانشطارية والمواد القابلة للانشطار، ثم اشرح عملية الانشطار المتسلسل موضحاً متوسط كمية الطاقة الناتجة عن هذه العملية.

٦- أوجد المقطع العرضي المجهري للنيوترونات الحرارية لخليط بنسبة 1:1 وزن للكربون المخصب بنسبة ٥٪، ثم احسب أيضاً المقطع العرضي الجهاري للنيوترونات

الحرارية لخليط متجانس بنسبة 51:8 وزن لخليط من الماء واليورانيوم المخصب بنسبة ٣٪.

٧- إذا كان لدينا نيوترون انشطاري له طاقة 2MeV ينتقل داخل مهدئ من الكربون فاحسب ما يلي:

أ) معامل الطاقة المفقودة لكل انشطار.

ب) معدل الطاقة المفقودة لكل انشطار.

ج) أعد الحسابات السابقة إذا كان المهدئ من الماء.

٨- اكتب قوانين التصادم في محاور المختبر ثم استنتج معادلة زاوية التشتت بدلالة العدد الكتلي لمادة التصادم مع النيوترونات، علماً أن المعادلة المطلوبة تكتب على التالي:

$$\cos\Psi = \frac{1 + A\cos\vartheta}{(A^2 + 2A\cos\vartheta + 1}$$

٩- احسب طول مسار هجرة النيوترونات لكل من المواد الآتية:

أ) اليورانيوم المخصب بنسبة ٣٪.

ب) الكربون.

ج) الماء العادي، والماء الثقيل.

١٠- احسب الطاقة الناتجة عن انشطار نواة اليورانيوم ^{235}U عند تصادمها بنيوترون حراري إذا كان الانشطار ونواتج التفاعل كما يلي:

$${}^{1}_{0}n + {}^{235}_{92}U ----\!\!\longrightarrow {}^{147}_{57}La + {}^{87}_{35}Ba + 2\ {}^{1}_{0}n$$

بعد ذلك أوجد كمية اليورانيوم ^{235}U التي يتم انشطارها أثناء انفجار قنبلة نووية شدتها ١٠٠ كيلوطن (KT)، علماً أن كيلوطن واحد يساوي: $2.6x10^{25}$ MeV .

الفصل الخامس

عوامل تضاعف النيوترونات في المفاعلات النووية

(٥,١) مقدمة

عندما شرحنا عملية الانشطار النووي المتسلسل وضحنا أن استمرار هذه العملية ذاتياً وبدون تدخل خارجي، ويحتم التوازن بين عدد النيوترونات الانشطارية المنتجة وبين عدد النيوترونات المفقودة عن طريق الامتصاص، أو التسرب؛ ذلك لأن عدم الاتزان يؤدي إلى توقف الانشطار المتسلسل بعد فترة أو تزايد سريع في الانشطارات حتى الانفجار. وبما أن عدد التفاعلات الانشطارية يتناسب مع عدد النيوترونات، يُفضل عادة حساب هذه التفاعلات عن طريق حساب النيوترونات داخل المفاعل. ولهذا الغرض نحتاج حساب ما يسمى بعامل تضاعف النيوترونات الذي يُعرف بمتوسط نسبة أعداد نيوترونات الأجيال المتتالية.

إذا اعتبرنا أن أبعاد المفاعل غير منتهية من جميع الاتجاهات جدلاً ، أو أن المفاعل كبير جداً ، بحيث لا تتسرب منه النيوترونات إلى الخارج نستعمل ما يسمى بعامل التضاعف اللانهائي (K_∞). أما إذا كان الأمر عكس ذلك ، أي هناك فقدان للنيوترونات عن طريق الامتصاص والتسرب أيضاً ، فنستعمل ما يسمى بعامل التضاعف الفعَّال (K_{eff}). وسنتطرق في هذا الفصل إلى شرح معالم كل من عوامل تضاعف النيوترونات اللانهائي والفعَّال حسب نوعية المفاعل. ثم نتناول أيضاً موضوع عواكس النيوترونات وكيفية الاستفادة منها عند وضعها حول قلب المفاعل لخفض الكتلة الحرجة.

(٥,٢) عامل التضاعف اللانهائي (K_∞)

عند إهمال تسرب النيوترونات من المفاعل سواء لكبر حجمه أو افتراض أن أبعاده غير منتهية جدلاً ، تصبح نهاية النيوترونات عن طريق الامتصاص فقط. في هذه الحالة يحدد نمو النيوترونات عامل التضاعف اللانهائي الذي يعبر عن نسبة عدد النيوترونات المنتجة إلى عدد النيوترونات الممتصة وفق المعادلة الآتية :

$$K_\infty = \frac{n_p}{n_a} \qquad (٥,١)$$

حيث إن n_p عدد النيوترونات المنتجة وn_a عدد النيوترونات الممتصة.

لمعرفة مكونات عامل التضاعف (K_∞) يجب تتبع الأحداث التي تحصل لجيل من النيوترونات خلال دورة كاملة مروراً بمرحلتي التهدئة والانشطار حتى الوصول إلى عملية الامتصاص وتوليد الانشطارات الجديدة ؛ ولهذا الغرض نفرض أن لدينا جيلاً من النيوترونات يحتوي على n_p نيوترون انشطاري سريع ، وعند تتبع الأحداث التي تمر بها النيوترونات نجد أن هنالك أربعة أحداث مهمة نعبر عن كل منها بمعامل خاص كما يلي :

أولاً: معامل الانشطار السريع (ε)

تُسبب بعض النيوترونات انشطارات وهي لا تزال سريعة فيزداد عدد النيوترونات الأصلية، ويعبر عن هذه الظاهرة بمعامل الانشطار السريع.

ثانياً: معامل احتمال الهروب من الامتصاص (p)

أثناء مرحلة التهدئة تمر النيوترونات بمنطقة رنين اليورانيوم التي تتخللها قمم متعددة تمثل مصايد للنيوترونات، حيث يتم أسر بعضها خلال مرورها بتلك القمم. ويُعبر هذا المعامل على احتمال نجاة النيوترون من الأسر في هذه المصايد.

ثالثاً: معامل الاستعمال الحراري (f)

تمتص المواد غير الانشطارية المكونة للمفاعل كمية من النيوترونات التي وصلت بسلام للمرحلة الحرارية. ويُعبر هذا المعامل على فقدان هذه الكمية من النيوترونات.

رابعاً: معامل الانشطار الحراري (η)

يمتص الوقود بعد ذلك النيوترونات الحرارية المتبقية لكن لا يؤدي كل امتصاص إلى انشطارات مولدة إلى نيوترونات سريعة وجيل جديد. ويُعبر هذا المعامل على فقدان النيوترونات بالأسر في الوقود.

ولهذا عادة ما يُعبر عن عامل التضاعف اللانهائي بالمعادلة ذات المعاملات الأربع الآتية:

$$K_{\infty} = \frac{n_p}{n_a} = \eta \varepsilon p f \qquad (٥,٢)$$

تجدر الإشارة إلى أن المعامل η يعتمد على مكونات الوقود فقط، ولهذا فهو يميز نوع الوقود المستعمل. أما المعاملات الأخرى فهي تعتمد على نوع الوقود وشبكة توزيعه داخل المفاعل. وسنتطرق الآن إلى دراسة كل العوامل حسب أنواع المفاعلات النووية.

(٥,٣) عامل التضاعف (K_∞) للمفاعلات المتجانسة

إذا كانت كثافة المفاعل ثابتة في كل المناطق وتوزيع المواد متساوياً، بحيث يكون الوقود ذائباً مثلاً في سائل التبريد والتهدئة، يعدُّ المفاعل متجانساً في هذه الحالة. وبما أن توزيع الوقود داخل المفاعل له تأثير على جل المعالم الأربعة الخاصة بعامل التضاعف اللانهائي سندرس الآن أسباب هذه التأثيرات.

(٥,٣,١) معامل الانشطار الحراري (η)

يمثل معامل الانشطار الحراري معدل النيوترونات الانشطارية الناتجة عن امتصاص الوقود لنيوترون حراري واحد؛ ولهذا يُعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$\eta = \frac{n_p}{n_{aF}} = \upsilon.(\frac{\sum_f}{\sum_a})_{fuel} \qquad (٥,٣)$$

حيث إن:

n_p: عدد النيوترونات المنتجة وn_{aF} عدد النيوترونات الممتصة بالوقود.

ν: عدد النيوترونات الناتجة عن كل انشطار، وهذا العدد يساوي 2.42 بالنسبة لليورانيوم ^{235}U و2.87 بالنسبة للبلتونيوم ^{239}Pu.

Σ_f: مقطع الانشطار المجهاري للمادة الانشطارية.

Σ_a: مقطع الامتصاص المجهاري للوقود.

تجدر الإشارة إلى أن هذا المعامل مرتبط بنوع الوقود فقط ولا يتأثر بمكونات المفاعل الأخرى، وتزداد قيمته كلما زادت نسبة تخصيب الوقود كما هو موضح في الجدول رقم (٥,١) الآتي.

الجدول رقم (٥,١). تغير معامل الانشطار الحراري η مع النسبة المئوية لخصوبة وقود اليورانيوم (r).

$r(\%) \approx \frac{^{235}N}{^{235}N+^{238}N}$	0.71	1.0	1.2	1.5	2.0	100
المعامل: η	1.32	1.48	1.56	1.65	1.73	2.07

(٥,٣,٢) معامل الانشطار السريع (ε)

يُعبر معامل الانشطار السريع عن كمية النيوترونات الانشطارية الإضافية الناتجة عن امتصاص الوقود لبعض النيوترونات السريعة قبل تهدئتها، ولهذا المعامل المعادلة الآتية:

$$\varepsilon = \frac{n_{pT} + n_{pF}}{n_{pT}} \qquad (٥,٤)$$

حيث إن:

n_{pT}: عدد النيوترونات الانشطارية الناتجة عن الانشطارات بالنيوترونات الحرارية.

n_{pF}: عدد النيوترونات الانشطارية الناتجة عن الانشطارات بالنيوترونات السريعة.

تجدر الإشارة إلى أن قيمة هذا المعامل تعتمد على انشطارات اليورانيوم ^{238}U بالنيوترونات السريعة خاصة، وتزداد هذه القيمة كلما قلت نسبة تخصيب الوقود. لكن بالنسبة للمفاعلات المتجانسة، فإن هذا المعامل يساوي الواحد الصحيح تقريباً ($\varepsilon \approx 1$) لقلة وجود النيوترونات السريعة في المفاعل؛ ذلك لأن المهدئ موجود في كل المناطق ويعمل على تهدئة النيوترونات الانشطارية إبان إنتاجها مما يحد كثيراً عدد الانشطارات بالنيوترونات السريعة في المفاعلات المتجانسة.

(٥,٣,٣) معامل احتمال الهروب من الامتصاص (p)

لحساب معامل احتمال الهروب من الامتصاص في مصايد رنين اليورانيوم يجب الرجوع إلى تتبع أحداث عملية تهدئة النيوترونات. ولهذا نذكر أولاً أن كثافة التهدئة $q(E)$ تمثل عدد النيوترونات في وحدة الحجم (cm^3)، التي تقطع مستوى الطاقة E في الثانية. ثانياً إذا كان الوسط المادي للمهدئ لا يحتوي على مواد ماصة للنيوترونات، فإن كثافة التهدئة تكون ثابتة ($q(E)=Q_0$)؛ ذلك لأن عملية التشتت لا تفقدنا النيوترون. في هذه الحالة يمكن استنتاج عدد النيوترونات المتشتتة داخل فترة الطاقة dE على النحو الآتي:

$$\phi(E)\sum_s dE = \frac{Q}{\xi E} dE \qquad (٥,٥)$$

حيث إن :

$\Phi(E)$: فيض النيوترونات التي لها الطاقة E.

Σ_s : مقطع التشتت الجهاري.

Q : كثافة التهدئة.

ξ : معدل الطاقة المفقود في كل تصادم (تشتت).

أما إذا كان الوسط المادي للمهدئ يحتوي على مواد ماصة للنيوترونات، فإن المعادلة السابقة تصبح كما يلي :

$$\phi(E)(\sum_s + \sum_a)dE = \frac{qdE}{\xi E} \qquad (٥,٦)$$

وبمعنى آخر، فإن كمية النيوترونات التي تُفقد بالامتصاص في فترة الطاقة dE لها المعادلة الآتية :

$$dq = \phi(E)\sum_a dE \qquad (٥,٧)$$

وعند قسمة المعادلتين السابقتين على بعضهما نحصل على ما يلي :

$$\frac{q}{\xi E} \cdot \frac{dE}{dq} = \frac{\sum_s + \sum_a}{\sum_a} \qquad (٥,٨)$$

وبعد القليل من الترتيب لهذه المعادلة وتكاملها نحصل على كثافة التهدئة بين الطاقة الأصلية والنهائية على النحو الآتي :

$$\int_q^{\infty} \frac{dq}{q} = \int_E^{E0} \frac{\sum_a}{\sum_s + \sum_a} \frac{dE}{\xi E} = -L_n(\frac{q}{Q_0}) \qquad (٥,٩)$$

يمثل الكسر (q/Q_0) النسبة المئوية للنيوترونات التي تصل إلى الحالة الحرارية وهذا ما يسمى أيضاً بمعامل احتمال الهروب من الامتصاص في مصايد رنين اليورانيوم، الذي يُعرف بالمعادلة الآتية:

$$p = \exp[-\int_{E_{th}}^{E0} \frac{\sum_a}{(\sum_s + \sum_a)\xi} . \frac{dE}{E}]$$

$$= \exp[-\frac{N_{u8}}{\xi \sum_s} \int_{E_{th}}^{E0} (\sigma_{au})_{eff} \frac{dE}{E}] \quad (٥,١٠)$$

$$= \exp[-\frac{N_{u8}}{\xi \sum_s} . I_{eff}]$$

حيث إن:

σ_a: المقطع المجهري لليورانيوم.

N_a: الكثافة الذرية لليورانيوم.

$N_m \sigma_{sm} = \Sigma_s$: المقطع المجهاري للمهدئ.

I_{eff}: التكامل الفعَّال للرنين، أما المقطع المجهري الفعَّال لليورانيوم فله المعادلة الآتية:

$$(\sigma_{au})eff = \sigma_{au} . \frac{1}{1 + \sum_{au} / \sum_s} \quad (٥,١١)$$

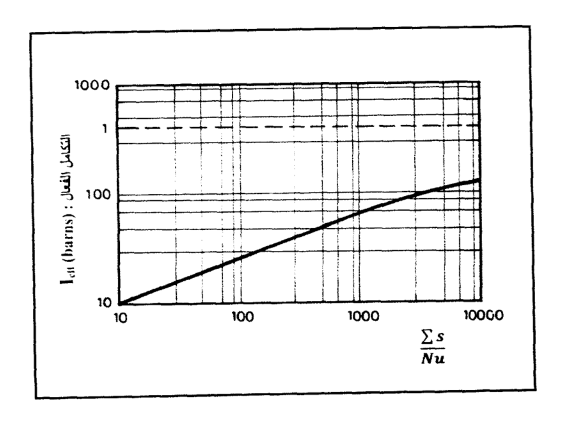
يظهر الشكل رقم (٥,١) تغيير I_{eff} لليورانيوم الطبيعي حسب المتغير $\frac{\sum_s}{N_u}$ الذي يتناسب مع نسبة ذرات المهدئ لذرات اليورانيوم. ونلاحظ أن قيم I_{eff} تقترب من القيمة القصوى I_{eff}=240 barns كلما زادت قيمة المتغير $\frac{\sum_s}{N_u}$، أي كلما قل تركيز اليورانيوم في المهدئ.

تجدر الإشارة إلى أن الصيغة التجريبية لمعادلة معامل احتمال الهروب من الامتصاص يمكن كتابتها على النحو الآتي:

$$p = \exp[-A(\frac{N_m}{N_u})^{-0.585}] \qquad (٥,١٢)$$

حيث إن: A ثابت و $\frac{N_m}{N_u}$ عكس تركيز اليورانيوم أو ما يسمى بالتخفيف.

يُلاحظ من خلال هذه المعادلة أنه كلما زادت قيمة التخفيف $\frac{N_m}{N_u}$ زادت قيمة معامل احتمال الهروب من الامتصاص p ؛ وتجدر الإشارة إلى أن ارتفاع درجة حرارة الوسط المادي تؤدي إلى ارتفاع I_{eff} بنسبة 0.01 % لكل درجة حرارة، الأمر الذي يساعد على خفض قيمة معامل احتمال الهروب p، وذلك بسبب ظاهرة مفعول "دوبلر" المعروفة.



الشكل رقم (٥,١). تغير التكامل الفعّال I_{eff} مع المتغير $\frac{\Sigma_s}{N_u}$.

(٥,٣,٤) معامل الاستعمال الحراري (f)

يمثل معامل الاستعمال الحراري النسبة بين عدد النيوترونات الحرارية الممتصة من طرف الوقود وعدد النيوترونات الحرارية الممتصة من طرف كل المواد المكونة للمفاعل بما في ذلك من وقود أيضاً. وبمعنى آخر يحدد هذا المعامل كمية النيوترونات الحرارية التي يمتصها الوقود، التي يمكنها إحداث انشطارات وتوليد أجيال جديدة من النيوترونات. أما النيوترونات التي تمتصها المواد الأخرى فتعدُّ مفقودة؛ لأنها لا تولد نيوترونات جديدة. وهكذا فإن لمعامل الاستعمال الحراري المعادلة الآتية:

$$f = \frac{n_{aR}}{n_{aR}} = \frac{(\Sigma_a)_F . \phi_F}{(\Sigma_{a})_R . \phi_R} = \frac{(\Sigma_a)_F}{(\Sigma_a)_R} = \frac{\sigma_{au}}{\sigma_{au} + \sigma_{am}(N_m / N_u)} \qquad (٥,١٣)$$

حيث إن:

n_{aF} : عدد النيوترونات الممتصة من طرائق الوقود.

n_{aR} : عدد النيوترونات الممتصة من طرف كل مواد المفاعل.

$(\Sigma a)_F$: المقطع المجهاري لامتصاص الوقود للنيوترونات الحرارية.

$(\Sigma a)_R$: المقطع المجهاري لامتصاص كل مواد المفاعل للنيوترونات الحرارية.

Φ_F : معدل فيض النيوترونات الحرارية في الوقود.

Φ_R : معدل فيض النيوترونات الحرارية في المفاعل.

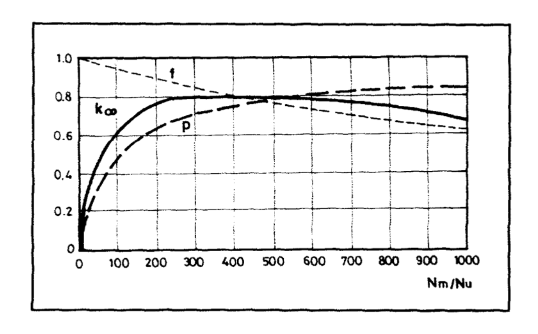
وبما أن المفاعل متجانس، فإن $\Phi_R = \Phi_F$، الأمر الذي سمح بالتخلص منهما في المعادلة السابقة.

تجدر الإشارة إلى أن المعادلة السابقة تظهر بوضوح أن قيمة المعامل f تساوي الواحد الصحيح عندما يكون الوقود ثريا بنسبة ١٠٠٪ (أي من ^{235}U فقط)، وتتناقص

قيمته كلما قلت نسبة التخصيب. ويلاحظ أيضاً من خلال هذه المعادلة أن قيمة المعامل f تتناقص أيضاً كلما زادت نسبة التخفيف ($\frac{N_m}{N_u}$)، أي قلت نسبة تركيز اليورانيوم.

(٥,٣,٥) عامل التضاعف اللانهائي

يظهر الشكل رقم (٥,٢) تغير كل من المعاملين p وf وأيضاً تغير عامل التضاعف اللانهائي K_∞ بدلالة نسبة التخفيف ($\frac{N_m}{N_u}$) لمفاعل متجانس من اليورانيوم الطبيعي والجرافيت. ويُلاحظ أن منحنى كل من المعامل p وf في تجاه معاكس للثاني بشكل عام، ولا يمكن تحسينهما معاً في وقت واحد. أما أفضل قيمة ضرب هذين العاملين فهي توجد عند النقطة $\frac{N_m}{N_u} \approx 500$ تقريباً، حيث إن $pf \approx 2x0.8 = 0.64$ مما يجعل من المستحيل الحصول على $K_\infty > 1$ ومن ثم تصميم مفاعل يعمل بوقود اليورانيوم الطبيعي ($\eta = 1.32$) ومهدئ الجرافيت مثلا.



الشكل رقم (٥,٢). تغير معامل f وp وعامل التضاعف اللانهائي K_∞ مع نسبة التخفيف ($\frac{N_m}{N_u}$).

تجدر الإشارة إلى إمكانية إهمال العاملين ε وp بالنسبة للمفاعلات الكبيرة والمتجانسة، التي تستعمل الوقود المخصب والتخفيف العالي؛ ذلك لأن ضرب هذين العاملين يساوي واحداً تقريباً ($\varepsilon p \approx 1$) في هذه الحالة. وهكذا يصبح عامل التضاعف اللانهائي على النحو الآتي:

$$K_\infty = \eta . f \qquad (٥,١٤)$$

وللحصول على قيمة عالية لعامل التضاعف في هذه الحالة يُختار أفضل تأليفة بين نسبة تخصيب الوقود ونوع مادة المهدئ ونسبة التخفيف المثالية.

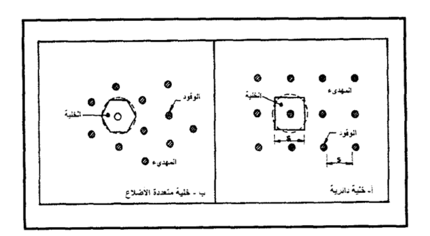
(٥,٤) عامل التضاعف (K_∞) للمفاعلات غير المتجانسة

تتميز المفاعلات غير المتجانسة باختلاف كثافة مناطقها بسبب عدم تساوي وجود الوقود في كل الأماكن، حيث توضح أقلام حزم الوقود في أماكن محددة. ويُظهر الشكل رقم (٥,٣) مقطعاً عرضياً لنموذجين لشبكة خلايا توزيع قضبان الوقود داخل قلب المفاعلات. ويؤدي هذا التوزيع إلى تعقيد شكل فيض النيوترونات وحسابات عامل التضاعف اللانهائي (K_∞). ولتسهيل هذه الحسابات وتعميمها على مختلف أشكال خلايا الشبكة يعوَّض الشكل الحقيقي للخلية بشكل أسطواني افتراضي لنصف قطر قاعدته المعادلة الآتية:

$$R - a\sqrt{\pi} \qquad (٥,١٥)$$

حيث إن: a تمثل طول ضلع مربع الخلية.

يُؤثر توزيع الوقود داخل قلب المفاعل وكذلك أبعاد الخلايا في جل مكونات عامل التضاعف اللانهائي (K_∞). وسندرس الآن تأثير عدم تجانس الكثافة في المعاملات الأربعة.



الشكل رقم (٥,٣). مقطع أفقي لنموذجين من خلايا المفاعلات غير المتجانسة.

(٥,٤,١) معامل الانشطار الحراري

لقد سبق أن شرحنا أن معامل الانشطار الحراري يعتمد فقط على نوع الوقود ونسبة تخصيبه، ولا يتأثر بتوزيع حزم الوقود داخل قلب المفاعل. ويتجلي هذا بوضوح من المعادلة الآتية:

$$\eta = \upsilon.\frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} = \upsilon \frac{\sigma_f(U^{235})}{\sigma_a(U^{235}) + (\frac{1-r}{r})\sigma_a(U^{235})} \qquad (٥,١٦)$$

حيث إن:

σ_f : المقطع العرضي الانشطاري وامتصاص الوقود تتالياً.

σ_a : المقطع العرضي الانشطاري وامتصاص الوقود تتالياً.

ν : معدل عدد النيوترونات الانشطارية الصادرة عن انشطارات نواة اليورانيوم ($\nu = 2.47$).

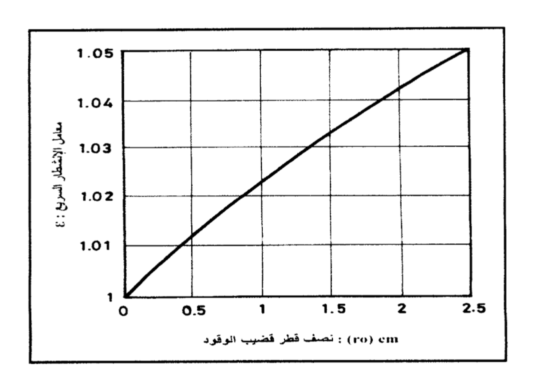
r: نسبة تخصيب وقود خليط اليورانيوم (^{238}U و^{235}U).

تجدر الإشارة إلى إمكانية استبدال قيم اليورانيوم ν وσ_f وσ_a بالقيم الخاصة بالمادة الانشطارية الأخرى (مثل البلوتونيوم ^{239}Pu) عند الحاجة في المعادلة السابقة.

(٥,٤,٢) معامل الانشطار السريع

لقد بيَّنا بالنسبة للمفاعلات المتجانسة أن معامل الانشطار السريع يساوي الواحد الصحيح لعدم وجود انشطارات بالنيوترونات السريعة، وبسبب وجود المهدئ في كل الأماكن. لكن عندما يكون الوقود على شكل أقلام، فإن النيوترونات السريعة الناتجة عن الانشطارات الحرارية تُحدث بعض الانشطارات قبل خروجها من قلم الوقود؛ ذلك لأن عملية تهدئة النيوترونات الانشطارية تحصل في المادة المهدئة التي توجد حول أقلام الوقود. تؤدي هذه الانشطارات الإضافية بالنيوترونات السريعة إلى زيادة في كمية النيوترونات، مما يجعل قيمة معامل الانشطار السريع أكبر من الواحد الصحيح ($\varepsilon > 1$).

يوضح الشكل رقم (٥,٤) تغير معامل الانشطار السريع مع نصف قطر الوقود. ويلاحظ أن قيمة هذا المعامل تزداد كلما زاد نصف قطر القلم؛ وذلك لأنه كلما كانت المسافة التي يقطعها النيوترون داخل قلم الوقود أطول، زاد عدد الانشطارات السريعة التي تزيد من قيمة معامل الانشطار السريع.



الشكل رقم (٥,٤). تغير معامل الانشطار السريع مع نصف قطر قلم الوقود.

(٥,٤,٣) معامل احتمال الهروب من الامتصاص

يُؤدي تفريق أقلام الوقود أثناء توزيعها داخل قلب المفاعلات غير المتجانسة إلى زيادة قيمة معامل احتمال الهروب من الامتصاص الرنيني لليورانيوم ^{238}U الذي هو بمثابة مصايد للنيوترونات. ويوجد بالطبع توزيع مثالي لكل حالة، إلا أن توزيع الوقود بشكل عام سواء كانت الأقلام متباعدة عن بعضها، أو متقاربة، فهي تعمل في صالح زيادة معامل احتمال الهروب في كل الحالات. إذا كانت الأقلام متباعدة مثلاً، فإن النيوترونات التي تصل إلى الوقود تكون قد قطعت مسافة كبيرة نسبياً في المهدئ وأصبحت حرارية وتجاوزت منطقة الرنين مما يحد من امتصاصها وفقدانها في مصايد رنين اليورانيوم. لكن عندما تكون أقلام الوقود متقاربة نسبياً، فإن النيوترونات التي تصل إلى الوقود لا تزال تحتوي على نيوترونات متوسطة الطاقة. هذه النيترونات يتم امتصاصها عادةً في الطبقة الخارجية فقط لقلم الوقود، الأمر الذي يعمل أيضاً على تحسين قيمة معامل احتمال الهروب p، حيث إن نسبة التخفيف ($\frac{N_m}{N_u}$) تكون كبيرة؛ لأن الطبقات الداخلية لأقلام الوقود لا تؤخذ في الحسبان في هذه الحالة.

تجدر الإشارة إلى أن أشكال أفياض النيوترونات داخل أقلام الوقود تختلف عن التي تكون في المهدئ، بحيث تزداد أعداد النيوترونات السريعة في الوقود، وتقل في المهدئ، والعكس صحيح بالنسبة للنيوترونات الحرارية. ولهذا عندما نأخذ بعين الاعتبار هذه التأثيرات الناتجة عن توزيع الوقود داخل قلب المفاعلات غير المتجانسة، فيجب إجراء التعديلات اللازمة لمعادلة معامل احتمال الهروب من الامتصاص لتصبح كما يلي.

$$p = \exp[-\frac{N_u}{\xi \sum_s}.\frac{V_u}{V_m}(\frac{\phi_u}{\phi_m}).I_{eff}] \qquad (٥,١٧)$$

حيث إن:

$N_U \frac{V_U}{V_m}$: معدل عدد ذرات اليورانيوم في وحدة الحجم (cm^3).

$\frac{\phi_U}{\phi_m}$: نسبة أفياض النيوترونات في الوقود والمهدئ.

I_{eff} : التكامل الفعَّال للرنين الذي سبق شرحه.

يُلاحظ أن قيم I_{eff} للمفاعلات غير المتجانسة تكون دائماً أصغر من مثيلاتها للمفاعلات المتجانسة. ولقد استنتج فرمي معادلة ذات صيغة تجريبية لحساب التكامل الفعَّال للرنين عند استخدام الجرافيت كمهدئ على سبيل المثال، فحصل على ما يلي.

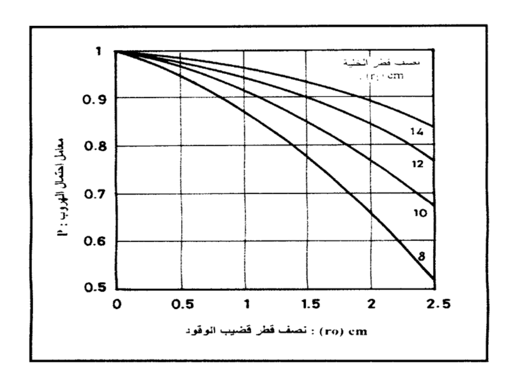
$$I_{eff} = 9.25 + 24.7 \frac{S}{M} \qquad (٥,١٨)$$

حيث إن:

S : مساحة قلم الوقود بوحدة سم^2.

M : كتلة قلم الوقود بوحدة الجرام.

يُظهر الشكل رقم (٥,٥) تغير معامل احتمال الهروب من الامتصاص الرنيني مع تغير نصف قطر أقلام الوقود ونصف قطر خلية التوزيع. ويُلاحظ كما هو متوقع أن هذا المعامل يتزايد كلما كبر قطر الخلية ويتناقص كلما كبر نصف قطر أقلام الوقود.



الشكل رقم (٥,٥). تغير معامل احتمال الهروب p مع نصف قطر أقلام الوقود والخلية.

(٥,٤,٤) معامل الاستعمال الحراري

يُؤثر توزيع الوقود داخل المفاعلات غير المتجانسة أيضاً في معامل الاستعمال الحراري (f) ؛ وذلك لأن هذا التوزيع يسبب اختلافاً كبيراً في أشكال أفياض النيوترونات من مكان إلى آخر، الأمر الذي يؤدي إلى تفاعلات متعددة مع مختلف مواد قلب المفاعل كما سبق شرحه. وعند الأخذ بكل هذه الاعتبارات تصبح معادلة معامل الاستعمال الحراري بالنسبة للمفاعلات غير المتجانسة على النحو الآتي.

$$f = \frac{\Sigma_{au} V_u \phi_u}{\Sigma_{au} V_u \phi_u + \Sigma_{am} V_m \phi_m + \Sigma_{ast} V_{st} \phi_{st}} \qquad (٥,١٩)$$

حيث إن :

Φ : فيض النيوترونات.

V : حجم كل المادة.

Σ : المقطع المجهاري.

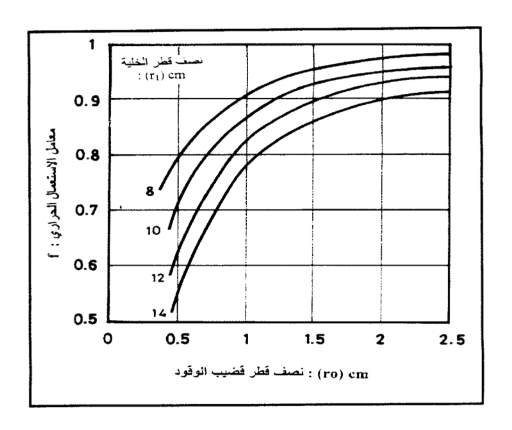
أما الحروف الصغيرة الملحقة لهذه الرموز فتدل على نوعية المادة، مثل اليورانيوم U، والمهدئ m، والمكونات الأخرى للمفاعل St.

وعندما نُهمل الموادSt المكونة للمفاعل بسبب قلة كمياتها مقارنة بالوقود أو المهدئ، تصبح معادلة معامل الاستعمال الحراري كما يلي :

$$f = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{au}} \cdot \frac{V_m}{V_u} \cdot \frac{\phi_m}{\phi_u}} \qquad (٥,٢٠)$$

يُظهر الشكل رقم (٥,٦) تغير معامل الاستعمال الحراري (f) مع نصف قطر أقلام الوقود ونصف قطر خلايا التوزيع. ويُلاحظ أن هذا المعامل يتزايد كلما زاد نصف قطر أقلام الوقود، وذلك لارتفاع قيمة فيض النيوترونات في اليورانيوم Φ_U ، لكن يتناقص المعامل f عندما يتزايد نصف قطر الخلية ؛ لأن ذلك يسبب زيادة في نسبة

الأفياض $\frac{\phi_U}{\phi_m}$ ، حيث تصل كميات أقل من النيوترونات الحرارية إلى وسط أقلام الوقود ؛ لأن الطبقة الخارجية تعمل كحاجز للنيوترونات.



الشكل رقم (٥,٦). تغير معامل الاستعمال الحراري f مع نصف قطر قلم الوقود والخلية.

(٥,٤,٥) عامل التضاعف اللانهائي

لقد تبين مما سبق أن توزيع الوقود في أماكن محددة مدروسة له تأثير إيجابي ومفيد في المعاملات الثلاثة ε وp وf ، مما يرفع من قيمة عامل التضاعف اللانهائي بالنسبة للمفاعلات غير المتجانسة. أما معامل الانشطار الحراري (η)، فهو لا يتأثر بتوزيع الوقود داخل قلب المفاعل ، وتعتمد قيمته على نوع الوقود ونسبة خصوبته فقط. ولهذا سندرس الآن تأثير نسبة خصوبة الوقود في عامل التضاعف ، وذلك باختيار نوعين من وقود اليورانيوم.

(٥,٤,٥,١) وقود اليورانيوم الطبيعي

لقد أُجريت دراسات عديدة منذ بداية عصر الطاقة النووية لتحديد التوزيع الأمثل للوقود داخل المفاعل للحصول على أفضل قيمة لعامل التضاعف اللانهائي K_∞، ويظهر الجدول رقم (٥,٢) الآتي قيم K_∞ للتوزيعات المثالية لوقود اليورانيوم الطبيعي مع أكثر المواد المهدئة للنيوترونات استعمالاً.

الجدول رقم (٥,٢). عامل التضاعف K_∞ لمختلف التوزيعات المثالية لوقود اليورانيوم الطبيعي داخل المفاعلات غير المتجانسة.

المهدئ	نصف قطر الوقود r_0(cm)	نصف قطر الخلية R(cm)	عامل التضاعف K_∞
الجرافيت	1.4	12	1.07
أكسيد البريليوم	1.4	8.5	1.08
الماء الثقيل	1.3	8	1.20
الماء العادي	1.5	2.5	0.97

يُوضح الجدول رقم (٥,٢) السابق أن قيمة عامل التضاعف أقل من الواحد الصحيح ($K_\infty<1$) بالنسبة للماء العادي ووقود اليورانيوم الطبيعي، مما يجعل من المستحيل تشغيل هذا النوع من المفاعلات. أما المفاعلات التي تستعمل وقود اليورانيوم الطبيعي ومهدئ الجرافيت أو أكسيد البريليوم، فلها K_∞ قريب جداً من الواحد الصحيح، مما يجعل تشغيلها من الصعب بسبب تسرب النيوترونات حتى وإن كانت كبيرة الحجم. وهكذا لم يبقَ إلا المفاعلات المهدئة بالماء الثقيل (K_∞=1.2)، التي يمكن تصنيعها بأبعاد واقعية وعملية مستعملاً وقود اليورانيوم الطبيعي (η = 1.32).

(٥,٤,٥,٢) وقود اليورانيوم المخصب

تؤدي عملية تخصيب الوقود على الرغم من تعقيدها وتكلفتها إلى تحسين كبير لعامل التضاعف اللانهائي، حيث تتزايد قيمة المعامل η بسرعة خاصة، حتى وإن كانت نسبة التخصيب قليلة. إن استعمال وقود مخصب، ولو بنسبة قليلة، يفتح المجال

أمام مواد مهدئة، مثل الجرافيت، والماء العادي، اللذين لم يكونا مجديينِ من قبل مع اليورانيوم الطبيعي؛ علماً أن استخدام الماء العادي كمهدئ له مزايا عديدة؛ لأنه متوافر في الكثير من المناطق، ويمكن استعماله كمبرد وناقل للحرارة في الوقت نفسه. بالإضافة إلى ذلك، فإن شبكة توزيع الوقود المخصب مع الماء العادي متقاربة نسبياً، مما يرفع من قيمة المعامل p، وf، ويجعل الكتلة الحرجة أقل، وحجم المفاعل صغيراً، مقارنةً بأحجام المفاعلات الأخرى، التي تستخدم الماء كمهدئ؛ ولهذه الأسباب انتشرت مفاعلات الماء العادي في العالم، إلا أنها تحتاج إلى وقود مخصب بنسبة حوالي ثلاثة بالمئة.

(٥,٥) عامل التضاعف الفعَّال (K_{eff})

عند دراسة عامل التضاعف اللانهائي (K_∞) أهملنا عمداً تسرب النيوترونات خارج المفاعل باعتبار أن المفاعل كبير جداً، أوله أبعاد غير منتهية جدلاً، لكن في الواقع مهما كان المفاعل كبيراً، فله حجم محدود، ولا مفر من تسرب كمية من النيوترونات خارجه، وكلما صغر الحجم زاد التسرب. ولهذا يجب تعريف عامل جديد لتضاعف النيوترونات يأخذ في الحسبان تسربها إلى خارج المفاعل. يُسمَّى هذا العامل الجديد عامل التضاعف الفعَّال، الذي يمثل النسبة بين عدد النيوترونات المنتجة وعدد النيوترونات المفقودة، سواء كان ذلك بالامتصاص، أو التسرب وفق المعادلة الآتية:

$$Keff = \frac{n_p}{n_L} = \frac{n_p}{n_A + n_{LK}} \qquad (٥,٢١)$$

حيث إن:

n_p : عدد النيوترونات الانشطارية المنتجة.

n_L : عد النيوترونات المفقودة.

N_A : عدد النيوترونات الممتصة.

n_{LK} : عدد النيوترونات المتسربة.

(٥,٥,١) العلاقة بين عاملي التضاعف

يتم استنتاج العلاقة بين عاملي التضاعف K_∞، وK_{eff} من خلال حساب احتمال فقدان النيوترونات بالامتصاص والتسرب. وبما أن عدد النيوترونات المفقودة n_L تكون سواء بالامتصاص، أو التسرب، فإن $n_L = n_A + n_{LK}$، أما معادلتا احتمال الامتصاص، واحتمال التسرب فهما على النحو الآتي:

احتمال الامتصاص:

$$P(A) = \frac{n_A}{n_L} \qquad (٥,٢٢)$$

احتمال التسرب:

$$P(LK) = \frac{n_{LK}}{n_L} \qquad (٥,٢٣)$$

كذلك يمكن تعريف عدم التسرب (£)، الذي يساوي احتمال الامتصاص أيضاً بحكم أن النيوترونات تفقد سواء بالامتصاص أو التسرب فقط.

$$\begin{aligned} £ &= 1 - P(LK) = P(A) \\ &= \frac{n_A}{n_A + n_{KL}} \end{aligned} \qquad (٥,٢٤)$$

وهكذا يمكن استنتاج العلاقة بين عاملي التضاعف K_∞ وK_{eff} على النحو الآتي:

$$\begin{aligned} K_{eff} &= \frac{n_P}{n_L} = \frac{n_P}{n_A + n_{LK}} \\ &= \frac{n_p}{n_A} \cdot \frac{n_A}{n_A + n_{LK}} \\ &= K_\infty £ \end{aligned} \qquad (٥,٢٥)$$

حيث إن:

£ يمثل احتمال عدم التسرب (أو احتمال الامتصاص).

(٥,٥,٢) دورة النيوترونات داخل المفاعل

تبدأ دورة النيوترونات من لحظة ولادتها وتنتهي بفقدانها بالتسرب، أو امتصاصها بالوقود الأمر الذي يؤدي إلى إنتاج جيل جديد من النيوترونات. وتعتمد حالة المفاعل النووي على تغير أعداد النيوترونات من جيل إلى آخر، ويمكن معرفة ذلك عن طريق قياس عامل التضاعف الفعَّال K_{eff} وحسابه في كل لحظة. ولتسهيل عملية مراقبة دورة النيوترونات وحصر أعدادها، لنفرض أن لدينا نوعين فقط من النيوترونات السريعة والحرارية داخل المفاعل. يُستنتج تغير عدد النيوترونات المنتجة والممتصة من جيل إلى آخر عن طريق عامل التضاعف اللانهائي (K_∞)، كما سبق شرحه، أما عملية تسرب النيوترونات خارج المفاعل، فيفضَّل تقسيمها إلى جزءين حسب أنواع النيوترونات. يختص الجزء الأول بتسرب النيوترونات وهي لا تزال سريعة قبل تهدئتها، ويختص الجزء الثاني بتسربها وهي بالمرحلة الحرارية. ولهذا يُقسم احتمال عدم التسرب £ إلى جزءين على النحو الآتي.

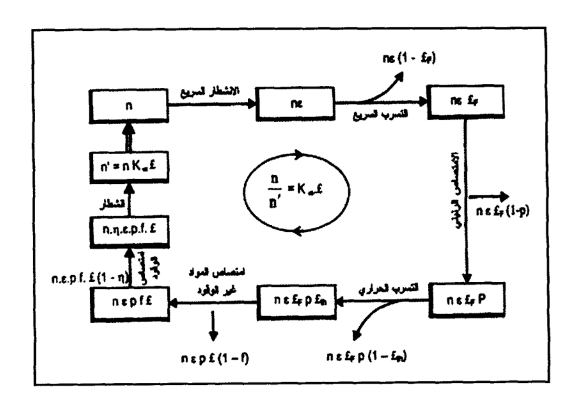
$$£ = £_F . £_{Th} \qquad (٥,٢٦)$$

حيث إن:

$£_F$ و $£_{Th}$ يمثلان احتمال عدم التسرب السريع والحراري تتالياً.

يوضح الشكل رقم (٥,٧) تتبع الأحداث التي تحصل لأجيال النيوترونات المتتالية، التي يحكمها عامل التضاعف الفعَّال K_{eff}، الذي يُعرف بالمعادلة المشهورة ذات المعاملات الست الآتية:

$$K_{eff} = K_\infty £ = \eta \varepsilon p f £_F £_{Th} \qquad (٥,٢٧)$$



الشكل رقم (٥,٧). دورة النيوترونات داخل المفاعل النووي [١].

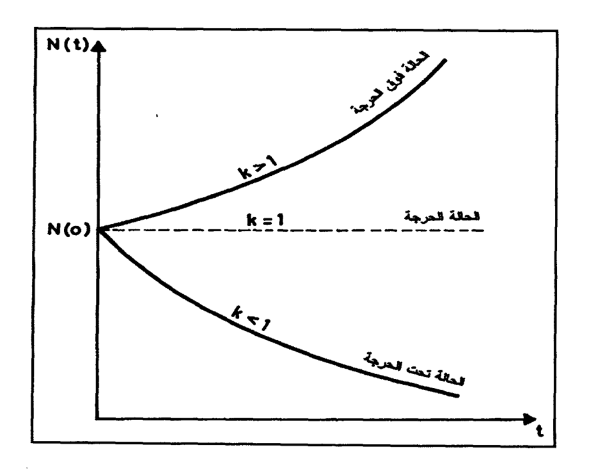
يظهر الشكل رقم (٥,٧) أن نسبة عدد نيوترونات الأجيال المتتالية تساوي عامل التضاعف الفعَّال، الذي يحدد بدوره حالة المفاعل، وذلك عند مقارنته بالواحد الصحيح:

أولاً: $K_{eff} > 1$ إذا كان عامل التضاعف الفعَّال أكبر من الواحد الصحيح، فهذا يدل على تزايد النيوترونات من جيل على آخر، وأن عدد النيوترونات المنتجة يفوق عدد النيوترونات المفقودة بالامتصاص والتسرب معاً، وعندئذ يكون المفاعل في الحالة فوق الحرجة (الخطرة).

ثانياً: $K_{eff} = 1$ إذا كان عامل التضاعف الفعَّال يساوي الواحد الصحيح، فهذا يعني أن عدد النيوترونات المنتجة يساوي عدد النيوترونات المفقودة بالامتصاص والتسرب معاً، وعندئذٍ يكون المفاعل في الحالة الحرجة.

ثالثاً: $K_{eff} < 1$ إذا كان عامل التضاعف أقل من الواحد الصحيح، فهذا يدل على أن النيوترونات المنتجة في تناقص مستمر مما يؤدي حتماً على توقف المفاعل بعد فترة من الزمن. وعند ذلك يكون المفاعل في الحالة تحت الحرجة.

ويظهر الشكل رقم (٥,٨) هذه الحالات الثلاث حسب قيمة عامل التضاعف الفعّال K_{eff} مقارنةً بالواحد الصحيح.



الشكل رقم (٥,٨). تطور مجتمع النيوترونات وحالة المفاعل النووي [٢].

تجدر الإشارة إلى أننا لم نتطرق حتى الآن إلى كيفية حساب احتمال عدم التسرب $£_F$ أو $£_{Th}$، اللذين يتميزان بحسابات معقدة؛ وذلك لأن هذه الحسابات تحتاج إلى معرفة دقيقة لكل من الشكل الهندسي للمفاعل وأبعاده، ونوع الوقود وتوزيعه

داخل قلب المفاعل، وكذلك كميات المواد الأخرى المكونة للمفاعل. وسنتطرق إلى هذه الحسابات التي تعتمد على نظريات انتقال النيوترونات وانتشارها داخل المفاعلات النووية في الفصول القادمة من هذا الكتاب إن شاء الله.

(٥,٦) تأثير عواكس النيوترونات

عواكس النيوترونات هي مواد خفيفة مثل المواد المهدئة للنيوترونات، وتتميز بقدرة كبيرة على تشتت النيوترونات، وقدرة صغيرة على امتصاصها. وعادةً ما يكون المهدئ والعاكس من المادة نفسها، ويوضع هذا الأخير حول قلب المفاعل للحد من تسرب النيوترونات إلى الخارج وعكس تجاه بعضها وإعادتها إلى قلب المفاعل؛ ذلك لأن فيض النيوترونات لا يساوي الصفر عند أطراف قلب المفاعل بل يمتد إلى ما وراء ذلك، ولا يساوي الصفر إلا عند نقطة الاستطالة الخطية للفيض، مما يسبب وجود تيار موجب J_+ لتسرب النيوترونات إلى الخارج. وعند وضع العاكس حول قلب المفاعل يولد تيار سالب J_- من النيوترونات باتجاه الداخل فيحد من تسربها. وهكذا يمكن تعريف معامل العاكس β للنيوترونات، الذي يمثل نسبة كثافة التيار السالب الداخل لقلب المفاعل وكثافة التيار الموجب الخارج منه عند الأطراف وفق المعادلة الآتية:

$$\beta = \frac{J-}{J+} = \frac{\frac{\phi}{4} + \frac{\lambda_{tr}}{6} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x}}{\frac{\phi}{4} - \frac{\lambda_{tr}}{6} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x}} \qquad (٥,٢٨)$$

حيث إن:

Φ : فيض النيوترونات.

λ_{tr} : المسار الحر لانتقال النيوترونات للمادة العاكسة.

لقد بينا في الفصل السابق كيفية الحصول على قيمة فيض النيوترونات بحل معادلة الانتشار بالنسبة لمصدر نقطي. وبالطريقة نفسها يمكن حل معادلة الانتشار

بالنسبة لمصدر على شكل لوح غير منتهٍ، حيث تتناسب هذه المعادلة مع وجود عاكس حول قلب المفاعل.

يكون شكل فيض النيوترونات في هذه الحالة على النحو الآتي:

$$\phi = A.e^{-Kx} \tag{٥,٢٩}$$

حيث إن الثابت $1/L = K$، علماً أن L يمثل طول مسار انتشار النيوترونات في مادة العاكس

وعند تعويض الفيض بقيمته في معادلة معامل العاكس السابقة نحصل على العلاقة الجديدة الآتية:

$$\beta = \frac{1-\frac{4}{6}.\lambda_{tr}K}{1+\frac{4}{6}.\lambda_{tr}.K} = \frac{3-2.\lambda_{tr}K}{3+2.\lambda_{tr}.K} \tag{٥,٣٠}$$

يوضح الجدول رقم (٥,٣) قيم معامل العاكس β لأكثر المواد استعمالاً كمهدئ وعاكس للنيوترونات.

الجدول رقم (٥,٣). معامل العاكس لأهم المواد المهدئة للنيوترونات [١].

العاكس	β (∞)	β(a=40 cm)*
الماء العادي (H_2O)	0.80	0.80
الماء الثقيل (D_2O)	0.98	0.92
أكسيد البريليوم (BeO)	0.94	0.93
الجرافيت (C)	0.95	0.91

* (a = 40 cm) تمثل سمك العاكس. أما سمك العاكس اللانهائي β(∞) فهو يساوي تقريباً ثلاثة أضعاف L طول المسار الحر لانتشار النيوترونات في مادة العاكس؛ ولذلك فلا فائدة من استعمال عاكس يتجاوز سمكه تلك القيمة ($3L \approx \infty$).

يُلاحظ من الجدول السابق أن معامل العاكس اللانهائي $\beta(\infty)$ للماء العادي والماء الثقيل يساوي كل منهما 80٪ و98 ٪ تتالياً. وبما أن السمك المكافئ هو حوالي 40 سم، فلا فائدة في استعمال سمك أكبر من ذلك. وهنا تظهر أهمية العاكس، حيث إن سمك حوالي 40 سم من الماء تكفي لإعادة حوالي 80٪ من النيوترونات إلى قلب المفاعل، مما يترتب عنه تخفيض الكتلة الحرجة، وتخفيض التكلفة الإجمالية للمفاعل.

(٥,٧) تمارين

١- عَرِّفْ كلاً من عامل التضاعف اللانهائي (K_∞)، وعامل التضاعف الفعَّال (K_{eff}).

٢- اشرحْ معالم كل من عامل التضاعف اللانهائي وعامل التضاعف الفعَّال (K_{eff}).

٣- اذكرْ بعض الطرائق المستخدمة لتحسين عامل التضاعف اللانهائي وكذلك طرائق تحسين عامل التضاعف الفعَّال.

٤- ارسمْ شكلاً مبسطاً لشرح دورة النيوترونات داخل قلب المفاعلات النووية الحرارية.

٥- ارسمْ شكلاً يوضح تغير حالة المفاعل النووي استناداً إلى قيم عامل التضاعف الفعَّال (K_{eff}).

٦- إذا كان لدينا مفاعلاً متجانساً يحتوي على خليط من الماء واليورانيوم المخصب بنسبة 4٪، علماً أن تركيز اليورانيوم (الكثافة ρ=19.1 g/cm^3) في هذا المحلول تساوي 30٪، وقيمة معامل الانشطار السريع ε≈١، فاحسب ما يلي:

أ) معامل الانشطار الحراري η.

ب) معامل الاستعمال الحراري f.

ج) معامل احتمال الهروب من الامتصاص p.

د) عامل التضاعف اللانهائي K_∞.

٧- لنفرض أنَّ لدينا مفاعلاً غير متجانس يحتوي على حزم من ثاني أكسيد اليورانيوم UO_2 المخصب بنسبة 3٪، موزعةً داخل قلب أسطواني من الجرافيت، الذي يعمل كمهدئ للنيوترونات الانشطارية. إذا كانت نسبة أفياض النيوترونات $\frac{\phi_m}{\phi_U} = 2$، ونصف قطر الخلية الدائرية وقلم الوقود يساوي 12 سم و1.5 سم تتالياً فاحسبْ ما يلي:

أ) معامل الانشطار الحراري η.

ب) معامل الاستعمال الحراري f.

ج) معامل احتمال الهروب من الامتصاص p.

د) عامل التضاعف اللانهائي K_∞.

٨- أَعِدْ نفس الحسابات المطلوبة في التمرين السابق رقم ٧ عند تعويض مهدئ الجرافيت بالماء العادي وافتراض نسبة أفياض النيوترونات $\frac{\phi_m}{\phi_U} = 1.5$

٩- ارسم دورة النيوترونات لمفاعل نووي عند افتراض وجود نوعين من النيوترونات سريعة وحرارية فقط، ثم احسبْ عدد النيوترونات عند كل مرحلة علماً أن: $\varepsilon = 1.02$ ، $p = 0.95$ ، $f = 0.90$ ، $\eta = 1.8$، بالإضافة إلى قيم احتمال عدم التسرب السريع والحراري: $L_f = 0.78$ و $L_{th} = 0.82$.

١٠- أثناء التصميم الأولي لمفاعل نووي للماء المضغوط (PWR)، وُجِدَ أنَّ احتمال عدم التسرب السريع $L_f = 0.80$ عندما يكون قلب المفاعل بدون عواكس النيوترونات:

أ) ما فائدة إضافة عواكس سمكها حوالي 50 سم من الماء حول قلب المفاعل؟

ب) ما قيمة احتمال عدم التسرب L_f عند وضع هذه العواكس وافتراض أن تأثيرها الأساسي سيكون في هذا المعامل؟

الفصل السادس

نظريات انتقال وانتشار النيوترونات في المفاعلات النووية

• مقدمة • تعريف الكميات الأساسية • نظرية انتقال النيوترونات • تبسيط معادلة انتقال النيوترونات • نظرية انتشار النيوترونات • تمارين

(٦,١) مقدمة

تؤدي معرفة توزيع النيوترونات داخل قلب المفاعل إلى حساب كميات التفاعلات المختلفة التي تحدد بدورها حالة المفاعل النووي في كل لحظة وإمكانية التحكم فيه. تُعدُّ دراسة تغير توزيع النيوترونات مع الزمن من ناحية الموقع واتجاهات الانسياب من أصعب المسائل وأشدها تعقيداً في مجال الهندسة النووية. وتحتاج هذه الدراسة إلى بذل جهدٍ كبيرٍ من الناحية النظرية واستعمال الحاسبات الآلية الضخمة لحل العديد من المعادلات المعقدة. وتعتمد هذه الحسابات على نظرية انتقال النيوترونات، التي بُنيت على تتبع أحداث النيوترونات من حيث الإنتاج والتسرب وتفاعلات التشتت والامتصاص من كل المواد المكونة للمفاعلات.

تحتوي معادلة انتقال النيوترونات على عمليات التفاضل والتكامل الرياضية لسبعة متغيرات في آنٍ واحد، مما يجعل حلها رياضياً من الصعب جداً. ويُمكن حل هذه المعادلة لبعض الحالات البسيطة، إلا أن حلها لجميع الحالات غير وارد، على الرغم من مساعدة الحاسبات الآلية الضخمة؛ ولهذا غالباً ما يتم تبسيط هذه المعادلة استناداً إلى بعض المبادئ الفيزيائية وتقريب نظرية انتقال النيوترونات إلى نظرية انتشار الغازات لكي يصبح من الممكن حل المعادلات ومعرفة توزيع فيض النيوترونات.

سنتطرق في هذا الفصل إلى تفاصيل بناء معادلة انتقال النيوترونات من خلال تتبع أحداث النيوترونات منذ لحظة إنتاجها حتى نهايتها عن طريق الامتصاص أو التسرب. وسنتناول أيضاً موضوع حل هذه المعادلة والصعوبات الرياضية الناتجة عن ذلك. وسنشرح بعد ذلك أهم الافتراضات لتبسيط هذه المعادلة وتقريب نظرية الانتقال إلى نظرية الانتشار بالطرائق العديدة التي تُؤدي إلى معرفة الهدف المنشود، وهو توزيع النيوترونات ومن ثم كمية التفاعلات داخل قلب المفاعل.

(٦,٢) تعريف الكميات الأساسية

قبل التطرق إلى شرح نظرية انتقال النيوترونات، يُفضل تعريف بعض الكميات الأساسية اللازمة لذلك. وتختص هذه الكميات بأعداد النيوترونات المختلفة من حيث الطاقة وانسيابها من مكان إلى آخر داخل المفاعل. فمن هذه الكميات ما هو عددي يساعد على حساب نسب التفاعلات المختلفة للنيوترونات مع مواد المفاعل، ومنها كميات متجهة تساعد على حساب النيوترونات المتسربة.

(٦,٢,١) الكميات العددية

أكثر الكميات العددية الخاصة بالنيوترونات استعمالاً وشيوعاً في مجال الهندسة النووية هي الكميات الثلاث الآتية:

(٦,٢,١,١) كثافة النيوترونات

تُعرف كثافة النيوترونات بعدد النيوترونات المتوقعة، التي لها الطاقة E، حول dE ، في وحدة الحجم d^3r ، عند النقطة r، وفي الزمن t.

$$N(r,E,t)d^3r\,dE \equiv [neutron/cm^3.ev] \tag{٦,١}$$

وعند حذف متغير الطاقة تعرف كثافة النيوترونات بالكثافة الإجمالية لتشمل كل النيوترونات بطاقتها المختلفة، وتصبح المعادلة السابقة كما يلي:

$$N(r,t)d^3r \equiv [neutrons/cm^3.] \tag{٦,٢}$$

(٦,٢,١,٢) فيض النيوترونات

يُعرف فيض النيوترونات بعدد النيوترونات المتوقعة، التي لها الطاقة E، حول dE الساقطة على وحدة المساحة في الثانية، عند النقطة r، وفي الزمن t.

$$\phi(r,E,t) = v.N(r,E,t) \equiv [neutrons/cm^2.\sec.ev] \tag{٦,٣}$$

حيث إن:

v سرعة النيوترونات.

كذلك عند إهمال متغير الطاقة نحصل على ما يُسمى بفيض النيوترونات الإجمالي الذي له المعادلة الآتية:

$$\phi = (r,t) = v.N(r,t) \equiv [neutron/cm^2\,\sec] \tag{٦,٤}$$

(٦,٢,١,٣) معدل كثافة التفاعل

يُعرف معدل كثافة التفاعل بعدد التفاعلات المتوقعة للنيوترونات، التي لها الطاقة E مع نوى الذرات الموجودة في وحدة الحجم d^3r ، عند النقطة r، وفي الزمن t.

$$F(r,E,t)d^3rdE = v.\sum(E)N(r,E,t)d^3rdE \quad (٦,٥)$$

حيث إن :

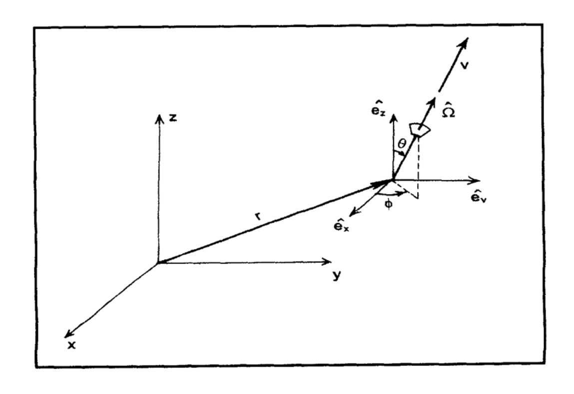
$\Sigma(E)$: المقطع العرضي المجهاري للتفاعل المحدد عند الطاقة E.

أما المعادلة الأكثر استعمالاً لحساب معدل كثافة التفاعل فتستعمل فيض النيوترونات وفق المعادلة الآتية :

$$F(r,E,t) = \sum(E)\phi(r,E,t) \quad (٦,٦)$$

(٦,٢,٢) الكميات المتجهة

يُوضح الشكل رقم (٦,١) رسماً بيانياً للإحداثيات المستعملة لتحديد موقع النيوترون، واتجاهه، ويساعد هذا الرسم أيضاً على فهم معنى الكميات المتجهة.



الشكل رقم (٦,١). تحديد موقع النيوترون واتجاهه [١٣].

تجدر الإشارة إلى أن أكثر الكميات المتجهة استعمالاً وشيوعاً في مجال الهندسة النووية هي الكميات الأربع الآتية:

(٦,٢,٢,١) الكثافة المتجهة للنيوترونات

تُعرف الكثافة المتجهة بعدد النيوترونات المتوقعة التي لها الطاقة E، حول dE، في وحدة الحجم d^3r، عند النقطة r، التي تتحرك في الاتجاه $\hat{\Omega}$ داخل الزاوية الصلبة $d\hat{\Omega}$ وفي الزمن t.

$$n(r,E,\hat{\Omega},t)d^3r\,dE\;d\hat{\Omega} \equiv [neutrons/cm^3.ev.st] \qquad (٦,٧)$$

حيث إن:

$\hat{\Omega} = \frac{V}{|V|}$ وحدة المتجه المحددة لسريان النيوترونات وفق الزاويتين θ وψ كما هو موضح في الشكل رقم (٦,١).

(٦,٢,٢,٢) الفيض المتجه للنيوترونات

تعريف الفيض المتجه شبيه بتعريف فيض النيوترونات السابق، إلا أنه في هذه الحالة يُؤخذ بالحسبان تجاه سريان النيوترونات؛ ولهذا فإن الفيض المتجه للنيوترونات يساوي الكثافة المتجهة ضارب سرعة النيوترونات حسب المعادلة الآتية:

$$\varphi(r,E,\hat{\Omega},t) = vn(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,٨)$$

حيث إن:

v : سرعة النيوترونات.

$n(r,E,\hat{\Omega},t)$: الكثافة المتجهة للنيوترونات.

(٦,٢,٢,٣) معدل كثافة التفاعل المتجهة

معدل كثافة التفاعل المتجهة تشابه أيضاً معدل كثافة التفاعل السابقة، إلا أن في هذه الحالة يؤخذ فقط بتفاعلات النيوترونات، التي تتحرك في الاتجاه $\hat{\Omega}$ داخل الزاوية الصعبة $d\hat{\Omega}$ في الثانية وعند الزمن t.

$$f(r,E,\hat{\Omega},t) = v\sum(r,E)n(r,E,\hat{\Omega},t) = \sum(r,E)\varphi(r,E,\hat{\Omega},t) \quad (٦,٩)$$

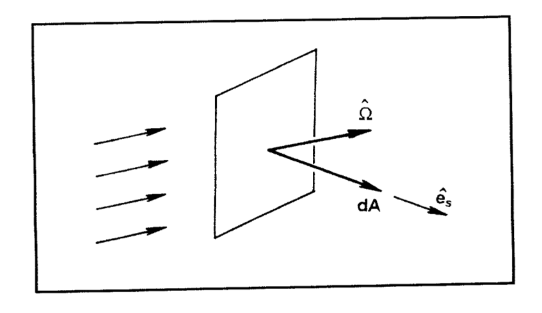
(٦,٢,٢,٤) كثافة التيار المتجهة للنيوترونات

يُمكن استنتاج معادلة التيار المتجه عن طريق الفيض المتجه للنيوترونات حيث تربطهما العلاقة الآتية:

$$j(r,E,\hat{\Omega},t) = \hat{\Omega}\varphi(r,E,\hat{\Omega},t) \quad (٦,١٠)$$

أما المعنى الفيزيائي لهذا التيار فيظهر جلياً في الشكل رقم (٦,٢)، الذي يوضح مفهوم كثافة التيار المتجه للنيوترونات. وتعرف هذه الكثافة بعدد النيوترونات المتوقعة التي تخترق المساحة dA في الثانية، التي لها الطاقة E حول dE وتتحرك في الاتجاه $\hat{\Omega}$ حول $d\hat{\Omega}$ عند الزمن t.

$$j(r,E,\hat{\Omega},t)dA\,dE\,d\hat{\Omega} \equiv [neutrons/cm^2.\sec.ev.st] \quad (٦,١١)$$



الشكل رقم (٦,٢). مفهوم كثافة التيار المتجه للنيوترونات [١٣].

(٦,٢,٣) العلاقة بين الكميات العديدة والمتجهة

(٦,٢,٣,١) العلاقة بين كثافتي النيوترونات

$$N(r,E,t) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega}\, n(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,١٢)$$

$$n(r,E,\hat{\Omega},t) = \frac{1}{4\pi} N(r,E,t) \qquad (٦,١٣)$$

وعند إهمال متغير الطاقة E نحصل على ما يسمى بالكثافة الإجمالية للنيوترونات وفق المعادلة الآتية :

$$\dot{N}(r,t)\int_0^\infty dE\; N(r,E,t) = \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\hat{\Omega}\; n(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,١٤)$$

(٦,٢,٣,٢) العلاقة بين فيضي النيوترونات

$$\phi(r,E,t) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega}\; \varphi(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,١٥)$$

وعند إهمال متغير الطاقة E نحصل على ما يُسمى بالفيض الإجمالي للنيوترونات على النحو الآتي :

$$\phi(r,t) = \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\hat{\Omega}\varphi(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,١٦)$$

(٦,٢,٣,٣) العلاقة بين كثافة تياري النيوترونات

$$J(r,E,t) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega}.J(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,١٧)$$

وعند إهمال متغير الطاقة E نحصل على ما يُسمى بالتيار الإجمالي وفق المعادلة الآتية :

$$J(r,t) = \int_0^\infty dEJ(r,E,t) = \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\hat{\Omega} j(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,١٨)$$

تنقسم أحياناً كثافة التيار المتجه هذه إلى كثافة تيار متجه إلى اليمين J_ وكثافة تيار متجه إلى اليسار J+، أما المعادلة الرياضية لكل منهما فتكون على النحو الآتي:

$$J_{\pm}(r,t) = \int_0^{\infty} dE \int_{2\pi\pm} d\hat{\Omega}\, \hat{e}_s J(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,١٩)$$

حيث إن:

$$\hat{e}_s . J(r,t) = [J_+(r,t) - J_-(r,t)] \qquad (٦,٢٠)$$

(٦,٣) نظرية انتقال النيوترونات

تعتمد نظرية انتقال النيوترونات على تتبع الأحداث التي تحصل للنيوترونات منذ لحظة ولادتها حتى نهايتها عن طريق الامتصاص، أو التشتت، أو التسرب إلى خارج الحجم المحدد. ويؤدي تتبع الأحداث الفيزيائية هذه مع الزمن إلى استنتاج معادلة رياضية تُعبر عن تغير عدد النيوترونات في الحجم، ومن ثم حساب معدل التفاعلات؛ ولهذا الغرض يجب استعمال الكميات المتجهة؛ لأنها تحتوي على كل المتغيرات التي تدل على حالة النيوترونات من حيث الموقع والطاقة والاتجاه في كل لحظة. فمثلاً عند تفاضل الكثافة المتجهة للنيوترونات مع الزمن نحصل على معدل تغير عدد النيوترونات، الذي يساوي في الواقع محصلة التغيرات الناجمة عن تزايد وتناقص وتسرب النيوترونات من الحجم المفروض في كل لحظة.

(تزايد - تناقص - تسرب) النيوترونات في الحجم V

$$[\int_V \frac{\varphi n}{\varphi t} d^3 r] dE\, d\hat{\Omega} \qquad (٦,٢١)$$

تُلخص هذه العبارة نظرية انتقال النيوترونات التي تمثل حصر كل الأحداث التي تسبب زيادةً أو نقصاناً أو تسرباً للنيوترونات في الحجم الافتراضي V. وسنتطرق

الآن إلى شرح كل من هذه الأحداث ثم اختصارها بوضعها على شكل معادلات رياضية يسهل التعامل معها.

(٦,٣,١) تزايد النيوترونات

يتحقق تزايد النيوترونات في الحجم V من خلال :

أولاً: مصادر غير مرتبطة بكثافة النيوترونات في الحجم V مثل المصادر الخارجية للنيوترونات أو الناتجة عن عملية الانشطار. ويمكن أن يعبر عن هذه المصادر بدون تفصيل مبدئياً بالدالة $S(r,\hat{\Omega},t)$ فيصبح عدد تزايد النيوترونات الناجم عن هذه المصادر على النحو الآتي :

$$a = [\int_V S(r,E,\hat{\Omega},t)d^3r]dEd\Omega \qquad (٦,٢٢)$$

ثانياً: أثناء تصادم النيوترونات ذات الطاقات والاتجاهات المختلفة $\hat{\Omega}', E'$ مع نوى ذرات المادة داخل الحجم V تتحول إلى نيوترونات ذات الطاقة والاتجاه المطلوبين E و $\hat{\Omega}$ ؛ ولذلك يُحسب تزايد عدد النيوترونات الناتج عن هذه التصادمات على النحو الآتي :

$$\begin{aligned} b &= [\int_V v' \Sigma_s(E' \to E, \hat{\Omega}' \to \hat{\Omega}) n(r,E',\hat{\Omega}',t) d^3r] dEd\hat{\Omega} \\ &= [\int_V d^3r \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' v' \Sigma_s(E' \to E, \hat{\Omega}' \to, \hat{\Omega}) n(r,E',\hat{\Omega}',t) d^3r] dEd\hat{\Omega} \end{aligned} \qquad (٦,٢٣)$$

حيث إن :

$\Sigma_S(E' \to E,\ \hat{\Omega}' \to \hat{\Omega})$: تمثل المقطع العرضي المجهاري لتشتت النيوترونات ذات الطاقة E' والاتجاه $\hat{\Omega}'$ عند تحولها إلى نيوترونات ذات طاقة E واتجاه $\hat{\Omega}$ ، ويُفترض أن يكون هذا المقطع معروفاً.

(٦,٣,٢) تناقص النيوترونات

يحصل تناقص النيوترونات في الحجم V من خلال تصادم النيوترونات ذات الطاقة E' والاتجاه $\hat{\Omega}'$ مع نوى ذرات المادة داخل ذلك الحجم فتُفقد، أو تتحول تلك

النيوترونات إلى نيوترونات ذات طاقات واتجاهات مختلفة. وتحسب أعداد هذه النيوترونات المفقودة على النحو الآتي:

$$c = [\int_V v \sum t(r,E) n(r,E,\hat{\Omega},t) d^3 r] dE\, d\hat{\Omega} \qquad (٦,٢٤)$$

حيث إن:

$\Sigma_t(r,E)$ تمثل المقطع العرضي الإجمالي ($\Sigma_S + \Sigma_a$) عند النقطة r والطاقة E ويُفترض أن يكون هذا المقطع العرضي معروفاً.

(٦,٣,٣) تسرب النيوترونات

تسرب النيوترونات مرتبط بمساحة الحجم V ويكون في اتجاهين، أولهما من الداخل إلى الخارج (فقدان)، والثاني من الخارج إلى الداخل (تزايد)؛ ولهذا يجب حساب محصلة الكثافة المتجهة للنيوترونات لمعرفة مقدار زيادة أو نقصان النيوترونات في ذلك الحجم. وتُحسب محصلة الكثافة المتجهة للنيوترونات عادة على النحو الآتي:

$$\begin{aligned} d &= [\int_S ds\ v\ \hat{\Omega}\ \ n(r,E,\hat{\Omega},t)] dE\ \ d\hat{\Omega} \\ &= [\int_V d^3 r\ \ v\ \hat{\Omega}\ \nabla n(r,E,\hat{\Omega},t)] dE\ \ d\hat{\Omega} \end{aligned} \qquad (٦,٢٥)$$

حيث إن:

∇n يمثل لبلاسيان الكثافة المتجهة للنيوترونات.

(٦,٣,٤) معادلة نظرية انتقال النيوترونات

بعدما رصد الأحداث الفيزيائية التي تتعرض لها النيوترونات داخل الحجم الافتراضي V يمكن الآن التطرق إلى نظرية انتقال النيوترونات. ويمكن تلخيص هذه النظرية باستعمال رموز الأحداث التي تم شرحها في العبارة الآتية:

معدل تغير عدد النيوترونات في الحجم الافتراضيV يساوي:

$$d - c - b + a \qquad (٦,٢٦)$$

وعند تحويل هذه العبارة باستعمال الرموز الرياضية نحصل بعد الترتيب على معادلة انتقال النيوترونات الآتية :

$$\int_V d^3r[\frac{\varphi n}{\varphi t}+v\,\hat{\Omega}\nabla n+v\Sigma_t\, n(r,E,\hat{\Omega},t)]dE\,d\hat{\Omega}$$

$$=\int_V d^3r[\int_0^\infty dE'\int_{4\pi}d\hat{\Omega}'v'\,\Sigma_s(E'\to E,\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\,n(r,E',\hat{\Omega}'t)$$

$$+[S(r,E,\hat{\Omega},t)]dE\,d\hat{\Omega} \qquad (٦,٢٧)$$

علما أن :

$$\varphi(r,E,\hat{\Omega},t)=vn(r,E,\hat{\Omega},t)$$

$$\int f(x)dx=\int g(x)dx\Rightarrow f(x)=g(x)$$

وبالتعويض في المعادلة السابقة نحصل على معادلة نظرية انتقال النيوترونات بدلالة الفيض المتجه للنيوترونات ($\varphi(r,E,\hat{\Omega},t)$).

$$1/_v\frac{\partial\varphi}{\partial\varphi}+\hat{\Omega}\nabla\varphi+\Sigma_t(r,E)\,\varphi(r,E,\hat{\Omega},t)$$

$$=\int_{4\pi}d\hat{\Omega}'\int_0^\infty dE'\,\Sigma_s(E'\to E,\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\varphi(r,E,\hat{\Omega},t)$$

$$+S(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,٢٨)$$

تجدر الإشارة إلى أن هذه المعادلة تحتوي على سبعة متغيرات $r(x,y,z)$ و $\hat{\Omega}(\theta,\psi)$ و E والزمن t، بالإضافة إلى تداخل التفاضل والتكامل مما يزيد الأمر تعقيداً. ولا ننسى أيضاً الارتباط الوثيق والمعقد جداً للمقاطع العرضية والجهارية بطاقة النيوترونات خاصة في مناطق الرنين، وكذلك ارتباطها بالموقع r وتغيراتها الحادة خاصة في حالة عدم تجانس الوسط المادي. أما دالة مصادر النيوترونات $S(r,E,\hat{\Omega},t)$، فهي ليست بسيطة أيضاً حيث إنها تحتوي على نيوترونات الانتشار والنيوترونات المتأخرة لهذه العملية، وربما على نيوترونات خارجية أخرى.

تُشير كل هذه الملاحظات إلى أن حل هذه المعادلة لا يكون ممكناً إلا في الحالات البسيطة، أما حلها بشكل عام فهو شبه مستحيل حتى بمساعدة الحاسب الآلي ؛ ولهذا

غالباً ما نلجأ إلى تبسيطها في الكثير من الحالات استناداً إلى بعض المبادئ الفيزيائية، وذلك بإهمال ما يمكن دون المس بالجوهر.

(٦,٣,٥) حل معادلة انتقال النيوترونات

سنتناول فيما يلي بعض الحالات البسيطة التي يمكن فيها حل معادلة انتقال النيوترونات رياضياً بدون جهد كبير. نحتاج أحياناً إلى معرفة فيض النيوترونات الناتج عن مصدر نيوتروني في وسط يمكن فيه إهمال عملية التشتت ($\Sigma_S = 0$) بسبب قلة الكثافة (فراغ - غاز)، أو شدة امتصاص النيوترونات كما هو الحال في الوقود النووي. حينئذٍ تصبح معادلة انتقال النيوترونات في هذه الحالات البسيطة كما يلي:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \hat{\Omega}\nabla\varphi + \Sigma_a(r,E)\,\varphi(r,E,\hat{\Omega},t) = S(r,E,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,٢٩)$$

سنشرح فيما يلي خطوات حل هذه المعادلة بالنسبة إلى مصدر نقطي للنيوترونات أحادي الطاقة عند وضعه في الوسط.

أولاً: منطقة فراغ ($\Sigma_t = 0$)

ثانياً: منطقة متجانسة وشديدة الامتصاص ($\Sigma_S = 0$)

إذا كانت شدة الإشعاع لهذا المصدر تساوي:

$$S = \frac{S_0}{4\pi}\delta(r) \qquad (٦,٣٠)$$

حيث إن:

$\delta(r)$ دالة ديراك، (Dirac) التي تتميز بالخاصية الآتية:

$$\int d^3r'\, f(r)\delta(r-r') = f(r) \qquad (٦,٣١)$$

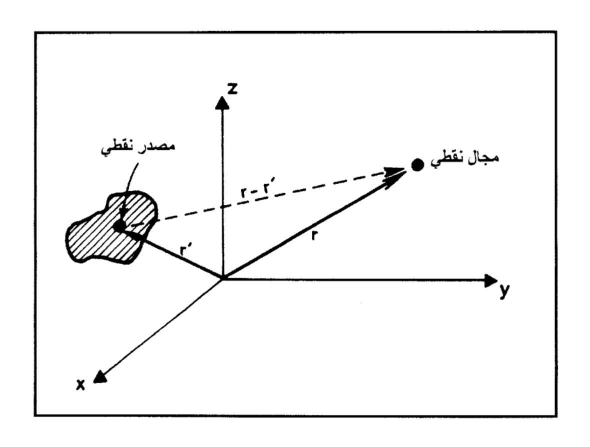
فما هو شكل فيض النيوترونات الإجمالي عند النقطة r وفي كلتا الحالتين:

أولاً: منطقة الفراغ

عند مرحلة الاستقرار المهمة في هذه المسألة وبعد حذف الجزء الخاص بالامتصاص ($\Sigma_a = 0$) تصبح معادلة انتقال النيوترونات على النحو الآتي:

$$\hat{\Omega}\nabla\varphi(r,\hat{\Omega}) = S(r,\hat{\Omega}) = \frac{S_0}{4\pi}\delta(r) \qquad (٦,٣٢)$$

يُمكن تحويل هذه المعادلة إلى معادلة تفاضلية من الدرجة الأولى باستعمال المتغير $R = \left|r - r'\right|$ ، الذي يمثل فرق المسافتين r و r' في الاتجاه $\hat{\Omega}$ كما هو موضح في الشكل رقم (٦,٣).



الشكل رقم (٦,٣). مصدر نقطي للنيوترونات [١٣].

وهكذا نحصل على المعادلة التفاضلية من الدرجة الأولي الآتية:

$$\frac{d\varphi}{dR} = -S(r,\Omega) \qquad (٦,٣٣)$$

وعند تكامل هذه المعادلة نحصل على الحل الآتي:

$$\begin{aligned}\varphi(r,\Omega) &= \int_0^\infty dR\ S(r - R\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \\ &= \frac{S_0}{4\pi}\int_0^\infty dR\ \delta(r - R\hat{\Omega})\end{aligned} \qquad (٦,٣٤)$$

وعند استعمال العلاقة بين فيضي النيوترونات نحصل على ما يلي:

$$\phi(r) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega}\varphi(r,\Omega) = \frac{S_0}{4\pi}\int_0^\infty dR \int_{4\pi} d\hat{\Omega}\delta(r - R\hat{\Omega}) \qquad (٦,٣٥)$$

ولتسهيل عملية التكامل والاستفادة من خاصية دالة "ديراك" نضرب المعادلة بالكسر، مما يمكننا من الحصول على الحل النهائي الآتي:

$$\begin{aligned}\phi(r) &= \frac{S_0}{4\pi}\int_0^\infty R^2 dR \int_{4\pi} d\hat{\Omega}\frac{\delta(r-R)}{R^2} = \frac{S_0}{4\pi}\int d^3R\frac{\delta(r-R)}{R^2} \\ &= \frac{S_0}{4\pi\ r^2}\end{aligned} \qquad (٦,٣٦)$$

ثانياً: منطقة متجانسة وشديدة الامتصاص

تصبح معادلة انتقال النيوترونات عند مرحلة الاستقرار في هذه الحالة على النحو الآتي:

$$\hat{\Omega}\nabla\varphi + \Sigma_a(r)\varphi(r,\Omega) = S(r,\Omega) \qquad (٦,٣٧)$$

يُمكن إدخال عامل التكامل، $\exp(\Sigma_a . r . \hat{\Omega})$ على طرفي المعادلة ليصبح شكلها العام شبيهاً بالمعادلة السابقة الخاصة بمنطقة الفراغ.

$$\hat{\Omega}\nabla[\varphi.\exp(\Sigma_a . r.\hat{\Omega})] = S.\exp(\Sigma_a . r.\hat{\Omega}) \qquad (٦,٣٨)$$

ويُؤدي تكامل هذه المعادلة إلى الحل الجزئي الآتي:

$$\varphi(r,\hat{\Omega})\exp(\Sigma_a .r.\hat{\Omega}) = \int_0^\infty dR\, S(r - R\hat{\Omega},\hat{\Omega})\exp[\Sigma_a (r - R\hat{\Omega})] \quad (٦,٣٩)$$

وبعد القليل من الترتيب تصبح المعادلة السابقة كما يلي:

$$\varphi(r,\hat{\Omega}) = \frac{S_0}{4\pi}\int_0^\infty dR\, \delta(r - R\hat{\Omega}).\exp(-\Sigma_a R) \quad (٦,٤٠)$$

وباستعمال العلاقة بين فيضي النيوترونات، ثم استخدام الطريقة السابقة نفسها للتكامل نحصل على الحل النهائي الآتي:

$$\dot{\phi}(r) = \frac{S_0}{4\pi}\int d^3R \frac{\delta(r-R)}{R^2}.\exp(-\Sigma_a .R) = \frac{S_0}{4\pi r^2}.\exp(-\Sigma_a .r) \quad (٦,٤١)$$

يُلاحظ من خلال دالتي فيض النيوترونات بالنسبة للحالتين السابقتين أن الفرق الوحيد بينهما يتمثل في عامل التوهين $\exp(-\Sigma_a .r)$ الناتج عن امتصاص النيوترونات، الذي لا يوجد بالطبع في حالة الفراغ.

(٦,٤) تبسيط معادلة انتقال النيوترونات

لقد ذكرنا سابقاً أن الحل العام رياضياً لمعادلة انتقال النيوترونات شبه مستحيل بسبب تداخل التفاضل والتكامل وكثرة المتغيرات في هذه المعادلة. ولهذا غالباً ما نلجأ عند حل هذا النوع من المعادلات إلى الطرائق العددية مثل الطرائق الاحتمالية، أو الدوال المنفصلة، وذلك بتحويل الدالة المجهولة ومشتقاتها إلى مجموعة من المعادلات الجبرية، وحل ذلك النظام بمساعدة الحاسب الآلي. وتُستعمل هذه الطرائق العددية لحل معادلة انتقال النيوترونات لبعض الحالات الخاصة فقط، لأن كمية الحسابات تصبح كبيرة جداً كلما بحثنا على دقة أكبر في النتائج. فمثلاً عند اختيار عدد متواضع من الخطوات (حوالي

عشر خطوات فقط) لكل من المتغيرات السبعة لهذه المعادلة، وجب حل نظام يحتوي على مليون معادلة جبرية عند كل خطوة زمنية مما يُحتم استخدام حاسب آلي ذي ذاكرة ضخمة؛ ولهذا لا محالة من استخدام طرائق مختلفة لتبسيط معادلة انتقال النيوترونات، وذلك بإهمال بعض التفاصيل غير الأساسية قدر الإمكان.

(٦,٤,١) افتراض أحادية سرعة النيوترونات

عند افتراض أحادية سرعة النيوترونات يُمكن اعتبار المقطع العرضي الجهاري لتشتت النيوترونات كما يلي:

$$\sum_S (E' \to E, \hat{\Omega}' \to \hat{\Omega}) = \sum_S (E, \hat{\Omega}' \to \hat{\Omega}) \delta(E' - E) \qquad (٦,٤٢)$$

وحينئذٍ يُمكن تبسيط المعادة التفاضلية لتصبح معادلة انتقال النيوترونات أُحادية الطاقة على النحو الآتي:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \hat{\Omega}\nabla\varphi + \sum_t (r)\varphi(r,\hat{\Omega},t) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \sum_s (\hat{\Omega}' \to \hat{\Omega})\varphi(r,\hat{\Omega}',t) + S(r,\hat{\Omega},t) \qquad (٦,٤٣)$$

على الرغم من ذلك لا يزال حل هذه المعادلة صعب المنال ويُفضل إدخال المزيد من الافتراضات الإضافية لتبسيطها أكثر.

(٦,٤,٢) افتراض تماثل زوايا التشتت

عند افتراض تماثل زوايا التشتت يُمكن تبسيط المعادلة السابقة الخاصة بانتقال النيوترونات أُحادية الطاقة. وهذا الافتراض صحيح بالنسبة لعملية الانشطار النووي الذي يُمثل مصادر النيوترونات في المفاعل؛ ولهذا تصبح دالة مصادر النيوترونات في هذه الحالة كما يلي:

$$S(r,\hat{\Omega},t) = \frac{1}{4\pi} S(r,t) \qquad (٦,٤٤)$$

كذلك يُمكن افتراض تماثل زوايا التشتت في محاور المختبر على الرغم من أن هذا غير صحيح في الواقع ، خاصة عند اصطدام النيوترونات بذرات المواد الخفيفة. وعلى الرغم من ذلك عند اعتماد هذا الافتراض يصبح المقطع العرضي الجهاري كما يلي :

$$\Sigma_S(\hat{\Omega}' \to \hat{\Omega}) = \frac{1}{4\pi}\Sigma_S$$

حينئذ تصبح معادلة انتقال النيوترونات أحادية الطاقة وفي هذه الحالة على النحو الآتي :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \hat{\Omega}\nabla\varphi + \Sigma_t(r)\varphi(r,\hat{\Omega},t) = \frac{\Sigma_s}{4\pi}\int_{4\pi} d\hat{\Omega}'\varphi(r,\hat{\Omega}',t) + \frac{S(r,t)}{4\pi} \qquad (٦,٤٥)$$

نلاحظ أنه على الرغم من كل هذه الافتراضات فلا تزال هذه المعادلة معقدة ويصعب حلها رياضياً.

(٦,٤,٣) افتراض تجانس الوسط

يمكن أحياناً إضافة بعض الافتراضات الواقعية المهمة لتبسيط هذه المعادلة ، مثل افتراض تجانس الوسط ، أو بمعنى آخر تساوي الكثافة في كل أنحاء المفاعل سواء لأن المفاعل متجانس أو حساب معدل الكثافة بالنسبة للمفاعلات غير المتجانسة. ويُؤدي هذا الافتراض إلى عدم تغير المقطع العرضي الجهاري مع الموقع ($\Sigma_t(r) = \Sigma_t$). ومن الافتراضات المهمة أيضاً افتراض الحالة المستقرة فقط مما يُلغي الجزء الخاص بالزمن في المعادلة. وعند اعتماد هذين الافتراضين تصبح معادلة انتقال النيوترونات أحادية الطاقة كما يلي :

$$\hat{\Omega}\nabla\varphi + \Sigma_t\,\varphi(r,\hat{\Omega}) = \frac{\Sigma_s}{4\pi}\int_{4\pi} d\hat{\Omega}'\varphi(r,\hat{\Omega}') + \frac{S(r)}{4\pi} \qquad (٦,٤٦)$$

إذا كان المفاعل أو الوسط ذو شكل هندسي له محور تناظر، كما هو الحال بالنسبة للوح مسطح أو شكل كروي، يُمكن القيام بتبسيط أكبر للمعادلة السابقة لتصبح على النحو الآتي:

$$\mu\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\Sigma_t\,\varphi(x,\mu)=\frac{\Sigma_s}{2}\int_{-1}^{+1}du'\varphi(x,\mu')+\frac{S(x)}{2} \qquad (٦,٤٧)$$

حيث إن:

$\mu=\cos\theta$ أما الزاوية θ فهي إحدى زوايا الاتجاه $\hat{\Omega}(\theta,\psi)$ انظرْ الشكل رقم (٦,١).

الآن بعد كل هذه الافتراضات يمكن حل هذه المعادلة رياضياً والأهم هو معرفة حدود تطبيق هذه الافتراضات لكي لا تُؤدي هذه الحسابات إلى الخروج على الواقع الفيزيائي. لكن جل هذه الافتراضات واقعية وتجب الاستفادة منها لتبسيط الحسابات خاصة أثناء الحسابات الأولية عند تصميم المفاعلات.

(٦,٤,٤) تقريب نظرية الانتقال إلى نظرية الانتشار

لقد بينا سابقاً أن نظرية انتقال النيوترونات نظرية شاملة وكاملة لمعرفة تفاصيل حالة النيوترونات في المفاعل أو في وسط آخر. لكن مع الأسف أن حل معادلات هذه النظرية صعب جداً إن لم يكن مستحيلاً أحياناً، مما يجعلنا نعمل على تبسيطها باعتماد بعض الافتراضات. وتُبنى هذه الافتراضات على مبادئ فيزيائية لكي لا تمس جوهر النتائج وتفقدها الدقة والواقعية. لكن أفضل طرائق التبسيط استعمالاً لحسابات تصميم المفاعلات هو تقريب نظرية انتقال النيوترونات إلى نظرية انتشار الغازات التي تستعمل في الكثير من المجالات. وتتميز هذه الأخيرة بمحاكاتها عن قرب لانتقال النيوترونات في العديد من الحالات، وكذلك إمكانية حل معادلاتها رياضياً أو عدديا بمساعدة الحاسب الآلي.

تعتمد عملية تقريب نظرية انتقال النيوترونات إلى نظرية انتشار النيوترونات على إيجاد علاقة بين كثافة التيار ، J وفيض النيوترونات ، Φ. لا توجد في الواقع علاقة مباشرة بين هذين المجهولين ، وهذا ما يزيد الأمر تعقيداً ، إلا أنه بالإمكان الحصول على تلك العلاقة إذا تحققت الشروط الثلاثة الآتية :

(٦,٤,٤,١) فيض النيوترونات يتغير ببطء

يتغير فيض النيوترونات واقعياً ببطء في كل أنحاء المفاعل ما عدا في الأطراف وقرب المصادر النيوترونية مباشرة ؛ ولهذا فعند اعتبار تحقق هذا الشرط في كل الأماكن يُمكن تعويض قيمة الفيض في حساب كثافة التيار بالجزء الأولى فقط من سلسلة "تايلور" للفيض حول نقطة الصفر الآتية :

$$\phi(r) = \phi(0) + r\nabla\phi + \frac{1}{2}[r^2\nabla\phi(0)] + ... \qquad (٦,٤٨)$$

(٦,٤,٤,٢) قلة الامتصاص مقارنة بالتشتت ($\Sigma_a << \Sigma_S$)

يُمكن إهمال عملية الامتصاص أثناء انتقال أو انتشار النيوترونات عند اعتماد تحقق هذا الشرط مما يجعل المقطع العرضي الإجمالي مكافئاً للمقطع العرضي للتشتت.

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a \approx \Sigma_s \qquad (٦,٤٩)$$

عند تحقق هذين الشرطين يُمكن حساب محصلة كثافة تيار النيوترونات J(r) الناتجة عن تصادم النيوترونات داخل عنصر الحجم dV ، الذي يخترق وحدة المساحة dS ، التي تبعد المسافة r عن dV كما هو موضح في الشكل رقم (٦,٤) الآتي.

استناداً إلى هذا الشكل يُمكن حساب محصلة كثافة تيار النيوترونات وفق مجموعة كثافة التيار النازل J_- والصاعد J_+ حسب المعادلة الآتية :

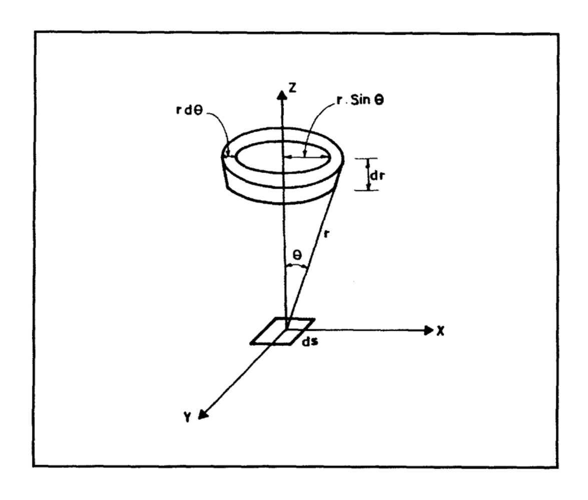
$$J(r) = (J_+ - J_-) \qquad (٦,٥٠)$$

حيث إن :

$$J_{-} = \frac{dn}{ds} = \iint \frac{\phi(r)}{2} \Sigma_s . e^{-r \Sigma_t} . \sin\phi . \cos E . d\phi . dr \quad (٦,٥١)$$

وعند تعويض دالة الفيض في هذه المعادلة بسلسلة "تايلور" للفيض وافتراض أن $\Sigma_t \approx \Sigma_S$ تصبح المعادلة السابقة على النحو الآتي :

$$\begin{aligned} J_{-} &= \frac{\Sigma_s}{2} \iint [\phi(0) + r\nabla\phi(0)] e^{-\Sigma_s} . \sin\phi . \cos E . d\theta . dr \\ &= \frac{\phi(0)}{4} + \frac{1}{6\Sigma_s} \nabla\phi(0) \end{aligned} \quad (٦,٥٢)$$



الشكل رقم (٦,٤). محصلة كثافة تيار النيوترونات [٢].

أما كثافة تيار النيوترونات المتجه إلى الأعلى فيحسب بالطريقة نفسها، فنحصل على المعادلة الآتية:

$$J_+ = \frac{\phi(0)}{4} - \frac{1}{6\sum_s}\nabla\phi(0) \qquad (٦,٥٣)$$

وأخيراً، نحصل على معادلة محصلة كثافة تيار النيوترونات الآتية:

$$\begin{aligned} J(r) &= -\frac{1}{3\sum_s}\nabla\phi(0) = -\frac{\lambda_s}{3}\nabla\phi(0) \\ &= -D\nabla\phi(0) \end{aligned} \qquad (٦,٥٤)$$

حيث إن:

$\frac{1}{\Sigma_S} = \lambda_S$ يمثل المسار الحر لتشتت النيوترونات، أما D فيُسمى معامل الانتشار، ويُعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$D = \frac{1}{3\sum_s} = \frac{\lambda_s}{3} \qquad (٦,٥٥)$$

تجدر الإشارة إلى أن معادلة محصلة كثافة تيار النيوترونات التي حصلنا عليها J(r) تُعرف بقانون "فيك" (Fick)، الذي يستعمل في الكثير من المجالات، مثل انتشار الغازات وانتقال الحرارة إلى آخره.

(٦,٤,٤,٣) عدم تماثل زوايا التشتت

لقد افترضنا هنا بطريقة غير مباشرة تماثل زوايا تشتت النيوترونات في محاور المختبر، وهذا في الواقع غير صحيح لوجود أفضلية التشتت إلى الأمام كما سبق شرحه؛ ولهذا يجب الأخذ بعين الاعتبار بهذه الخاصية لتشتت النيوترونات، وذلك بإدخال معامل التصحيح الذي يساوي ما يلي:

$$\overline{\cos\phi} = \frac{2A}{3} = \bar{\mu}_0 \qquad (٦,٥٦)$$

حيث إن:

A : العدد الكتلي لذرات المادة التي تشتت النيوترونات.

وهكذا يُمكن تصحيح معامل الانتشار لتصحيح المعادلة على النحو الآتي:

$$D = \frac{1}{3(\Sigma_t - \bar{\mu}_0 \Sigma_s)} = \frac{1}{3\Sigma_{tr}} = \frac{\lambda_{tr}}{3} \qquad (٦,٥٧)$$

حيث إن:

Σ_{tr} : المقطع العرضي الجهاري للانتقال.

λ_{tr} : المسار الحر لانتقال النيوترونات.

الآن بعد أن حصلنا على العلاقة المنشودة التي تربط بين كثافة التيار وفيض النيوترونات يُمكن تقريب نظرتي الانتقال والانتشار لتصبح معادلة انتقال النيوترونات أحادي الطاقة على سبيل المثال على النحو الآتي:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla J + \Sigma_t \phi(r,t) = \Sigma_s \phi(r,t) + S(r,t) \qquad (٦,٥٨)$$

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \phi}{\partial t} - D\nabla \phi + \Sigma_t \phi(r,t) = \Sigma_s \phi(r,t) + S(r,t) \qquad (٦,٥٩)$$

وسنتطرق في بقية هذا الفصل إلى أهم جوانب نظرية انتشار النيوترونات وحل بعض المعادلات المهمة لها.

(٦,٥) نظرية انتشار النيوترونات

عندما تتوافر الشروط المذكورة في الفقرة السابقة يُمكن اعتبار عملية انتقال النيوترونات عملية انتشار مما يساعد على تبسيط المعادلات في العديد من الحالات. وسنتناول الآن نظرية انتشار النيوترونات وتفرعاتها الأساسية حسب عدد زمر النيوترونات، كما سنتطرق أيضاً إلى حل بعض معادلات نظرية الانتشار المختلفة.

تجدر الإشارة إلى أن تناولنا هذه النظرية سيكون مختصراً نوعاً ما، وننصح القارئ إذا كان مهتماً بالتفاصيل بالرجوع إلى كتابنا "مبادئ المفاعلات النووية" (المرجع رقم ١)، الذي تناولنا فيه هذا الموضوع بالتفصيل.

تُستنتج المعادلة العامة لنظرية انتشار النيوترونات من تتبع أحداث النيوترونات التي تتلخص في عمليات الإنتاج والامتصاص والتسرب؛ ولهذا فإن افترضنا أن عدد النيوترونات في حجم معين يساوي n في لحظة محددة، فإن تغير هذا العدد مع الزمن يُحسب وفق المعادلة الآتية.

$$\frac{\partial n}{\partial t}dv = [\text{إنتاج} - \text{الامتصاص} - \text{التسرب}]\, dV \,,$$

$$\begin{aligned} &= [S(r,E,t) + \Sigma_a(r,E)\phi(r,E,t) - \nabla J(r,E,t)]dV \\ &= [S(r,E,t) + \Sigma_a(r,E)\phi(r,E,t) - \nabla D(r,E).\nabla\phi(r,E,t)]dV \end{aligned} \qquad (٦,٦٠)$$

حيث إن:

$S(r,E,t)$: مصدر إنتاج النيوترونات.

$\Sigma_a(r,E)$: المقطع الجهاري لامتصاص النيوترونات.

$\nabla D(r,E).\nabla\phi(r,E,t)$: تسرب النيوترونات علماً أن $D(r,E) = \frac{\lambda_{tr}}{3}$ عامل الانتشار.

$\phi(r,E,t)$: فيض النيوترونات التي لها الطاقة E وفي الموقع r والزمن t.

(٦,٥,١) انتشار زمرة واحدة من النيوترونات

تُستعمل نظرية انتشار الزمرة الواحدة للنيوترونات في العديد من الحالات كما هو الحال بالنسبة لمفاعلات النيوترونات السريعة أو عند افتراض كل نيوترونات المفاعل أحادية الطاقة أثناء الحسابات الأولية عند تصميم المفاعلات. بالإضافة إلى ذلك، فإن حسابات هذه النظرية شبيهة بالحسابات التي تتكرر عند اعتماد نظريات الانتشار الأكثر تعقيداً مثل نظرية الزمر المتعددة للنيوترونات.

لنفرض الآن أن لدينا مفاعلاً متجانس الكثافة، ويحتوي على نيوترونات شبه أحادية الطاقة. يؤدي هذا الافتراض إلى ثبوت قيم المقاطع المجهارية، وكذلك عامل الانتشار لتصبح حينئذ معادلة نظرية انتشار الزمرة الواحدة للنيوترونات على النحو الآتي:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + D\nabla^2\phi - \Sigma_a \phi \qquad (٦,٦١)$$

إذا كان مصدر النيوترونات ناتج عن عملية الانشطار، كما هو الحال في المفاعلات النووية، فيُمكن التعبير عنه بالمعادلة الآتية:

$$S = K_\infty \Sigma_a \phi = \eta . f . \Sigma_a \phi \qquad (٦,٦٢)$$

حيث إن:

K_∞ يمثل عامل التضاعف الذي يحتوي على العاملين η و f فقط في حالة الزمرة الواحدة ($\varepsilon = p = 0$)، وذلك لعدم وجود منطقة الرنين ولا الانشطارات السريعة.

عند دراسة الحالة الحرجة المهمة التي يكون فيها المفاعل في حالة استقرار عادة تصبح معادلة الانتشار السابقة كما يلي:

$$D\nabla^2\phi + \Sigma_a \phi (K_\infty - 1) = 0 \qquad (٦,٦٣)$$

وعند قسمة هذه المعادلة على عامل الانتشار D وترتيبه بعد ذلك نحصل على معادلة نظرية انتشار الزمرة الواحدة للنيوترونات الآتية:

$$\begin{aligned} \nabla^2\phi + (\frac{K_\infty - 1}{M^2})\phi &= 0 \\ \nabla^2\phi + B_m^2\phi &= 0 \end{aligned} \qquad (٦,٦٤)$$

حيث إن :

$\frac{\lambda_{tr}}{3\Sigma_a} = \frac{D}{\Sigma_a} \approx M$: مسار هجرة النيوترونات التي تمثل المسافة بين نقطة ولادة النيوترون ونقطة امتصاصه.

$(\frac{K_\infty - 1}{M^2}) = B_m^2$: انحناء المواد (Buckling) ذلك لأنه مرتبط بنوعية المواد المكونة للمفاعل فقط.

تجدر الإشارة إلى أن المعادلة السابقة تخص المفاعلات المتجانسة ولا يمكن استعمالها للمفاعلات غير المتجانسة، وذلك لعدم ثبوت قيم المقاطع الجهارية وعامل الانتشار بسبب اختلاف كثافة المواد المستعملة (وقود صلب، مهدئ سائل...). وتصبح هذه القيم في حالة المفاعل غير المتجانس غير ثابتة بل دوالاً مرتبطة بالموقع (r)، مما يجعل المعادلة أكثر تعقيداً. لكن غالباً ما يُقسم المفاعل في هذه الحالة إلى خلايا متشابهة وحساب معدل للمقاطع الجهارية وعامل الانتشار حسب مواد الخلية وافتراض أن المفاعل متجانس أيضاً.

(٦,٥,١,١) الشروط الحدودية

يعتمد حل معادلة الانتشار على الشروط الحدودية التي تختلف من حالة إلى أخرى، وتؤدي عادة إلى حل واحد مقبول فيزيائياً. وأكثر هذه الشروط استعمالاً ما يلي :

أولاً : فيض النيوترونات محدود وغير سالب.

ثانياً : الفيض متصل ومتساو عند الخط الفاصل بين وسطين متجاورين ($\phi_A = \phi_B$)

ثالثاً : الفيض لا يساوي الصفر عند نهاية الوسط المادي للانتشار (المفاعل) بل يبقى موجباً في الوسط الفارغ المجاور حتى نهاية مسافة الاستطالة وفق المعادلة الآتية :

$$\phi(x_0 + d) = 0 \qquad (٦,٦٥)$$

حيث إن:

x_0 : سمك وسط الانتشار (قلب المفاعل).

d : مسافة الاستطالة ، $0.71\lambda_{tr} \approx \frac{2}{3}\lambda_{tr} = d$

(٦,٥,١,٢) حل معادلة الانتشار

لنفرض أن لدينا قلب مفاعلٍ متجانساً كروي الشكل ونصف قطره الوهمي يساوي نصف قطره الحقيقي زايد مسافة الاستطالة ($R = R_0 + d$). وعند استخدام الإحداثي الكروي تصبح معادلة الانتشار للحالة الحرجة ($B_m^2 = B_g^2$) على النحو الآتي:

$$\frac{d^2(r.\phi)}{d^2r} + B_g^2.(r.\phi) = 0 \qquad (٦,٦٦)$$

ومعلوم أن الحل العام لهذا النوع من المعادلات التفاضلية يكون كما يلي (انظر المرجع رقم ١):

$$\phi = A\frac{\sin(B_g.r)}{r} + C\frac{\cos(B_g.r)}{r} \qquad (٦,٦٧)$$

ولتحديد الثابت A وC نعود إلى الشروط الحدودية:

أولاً: $r \to 0$: الجزء الثاني من الحل يُؤول إلى ما لانهاية، وهذا غير مقبول؛ لأن الفيض محدود ولذلك نستنتج قيمة الثابت $A = \frac{\phi_0}{B_g}$ وذلك لأن:

$$\phi_0 = A.B_g\frac{\sin(B_g.r)}{B_g.r} = A.B_g \qquad (٦,٦٨)$$

$$r \to 0$$

ثانياً: $R = r$: الفيض يساوي الصفر عند نقطة نهاية الاستطالة، $R = R_0 + d$

$$\phi = \frac{A}{R}\sin(B_g.r) = 0 \Rightarrow B_g R = n\pi \qquad (٦,٦٩)$$

وعلماً أن الحل المقبول فيزيائياً يقتضي n = 1 لكي لا يصبح الفيض سالباً في بعض المناطق، الأمر الذي يجعل قيمة الانحناء الهندسي وفيض النيوترونات على النحو الآتي:

$$B_g = \frac{\pi}{R}$$
$$\phi = \phi_0 \frac{\sin(\pi.u)}{u} \qquad (٦,٧٠)$$

حيث إن:

$u = \frac{r}{R}$: المتغير الذي تنحصر قيمته بين الصفر والواحد الصحيح $u \in [1,0]$.

تجدر الإشارة إلى إمكانية حساب الحجم الحرج للمفاعل الآن، وعند تحديد المواد المكونة للمفاعل من وقود إلى آخره أو ما يُسمى بانحناء المواد B_m^2. ذلك لأن الحالة الحرجة تقتضي تساوي الانحناء الهندسي وانحناء المواد ($B_m^2 = B_g^2$). وهكذا نستنتج من الحسابات السابقة أن الحجم الحرج للمفاعل الكروي يكون على النحو الآتي:

$$V_c = \frac{4}{3}\pi.R^3 = \frac{4}{3}\cdot\frac{\pi^4}{B_m^3} \approx \frac{130}{B_m^3} \qquad (٦,٧١)$$

كذلك يُمكن حل معادلات انتشار الزمرة الواحدة للنيوترونات الخاصة بالأشكال الهندسية الأخرى. ويوضح الجدول رقم (٦,١) أهم النتائج التي نحصل عليها حسب الشكل الهندسي للمفاعلات النووية.

الجدول رقم (٦,١). أهم نتائج حسابات العوامل الأساسية لمختلف الأشكال الهندسية للمفاعلات النووية [١٤].

الشكل	الانحناء ، B^2	الفيض	الحجم الحرج	ϕ_0 / ϕ
a_0	$\left(\Pi/a\right)^2$	$\phi_0 . \cos\left(\frac{\Pi x}{a}\right)$	∞	1.57
a, b, c	$\left(\Pi/a\right)^2 + \left(\Pi/b\right)^2 + \left(\Pi/c\right)^2$	$\phi_0 . \cos\left(\frac{\Pi x}{a}\right) \times \cos\left(\frac{\Pi x}{b}\right) \times \cos\left(\frac{\Pi x}{c}\right)$	$\frac{161}{B^3}$	3.88
R	$\left(\Pi/R\right)^2$	$\phi_0 . \frac{\sin\left(\Pi . r/R\right)}{\left(\Pi . r/R\right)}$	$\frac{130}{B^3}$	3.29
R, H	$\left(\frac{\Pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2.405}{R}\right)^2$	$\phi_0 . \cos\left(\frac{\Pi z}{H}\right) . J_0\left(\frac{2.405}{R}\right)$	$\frac{148}{B^3}$	3.64

(٦,٥,٢) انتشار زمرتين من النيوترونات

لا يجوز استعمال نظرية الزمرة الواحدة للنيوترونات في كل الحالات لما فيها من افتراضات تقريبية تؤدي أحياناً إلى نتائج غير واقعية ؛ ولهذا وجدت نظرية الزمرتين من النيوترونات أكثر تطوراً وتناسب العديد من المفاعلات الحرارية والمفاعلات التي لها عواكس على الأطراف. وتُقسم النيوترونات في هذه الحالات إلى زمرتين ، إحداهما تخص النيوترونات السريعة ، والثانية تخص النيوترونات الحرارية ، وهكذا نحصل على نظام المعادلات الآتية :

$$\begin{cases} D_F \nabla^2 \phi_F + S_F - \Sigma_F \, \phi_F = 0 \\ D_T \nabla^2 \phi_T + S_T - \Sigma_T \, \phi_T \quad = 0 \end{cases} \qquad (٦,٧٢)$$

حيث إن:

D_F وD_T: عاملا الانتشار للنيوترونات السريعة والحرارية.

Φ_F و Φ_T: فيضا النيوترونات السريعة والحرارية.

Σ_F و Σ_T : المقاطع المجهارية لامتصاص النيوترونات السريعة والحرارية.

S_F وS_T: مصادر النيوترونات السريعة والحرارية.

نلاحظ أن العمل المشترك بين معادلتي هذا النظام هو الجزء الخاص بمصادر النيوترونات S_F وS_T حيث كل منهما مولد للآخر، ويُعبر عن ذلك بالمعادلتين الآتيتين:

$$S_F = \frac{K_\infty}{p} \Sigma_T \, \phi_T \qquad (٦,٧٣)$$
$$S_T = p \Sigma_F \, \phi_F$$

(٦,٥,٢,١) شروط حل المعادلات الحرجة

عند تعويض مصادر النيوترونات السريعة والحرارية، S_F وS_T بقيمهما في معادلات النظام السابق ثم استعمال انحناء المواد وحساب أن $\nabla^2 \phi = -B_m^2 . \phi$ كما هو الحال بالنسبة لمعادلة انتشار الزمرة الواحدة للنيوترونات يُمكن التخلص من التفاضل والحصول على نظام المعادلات الخطية المستقلة الآتي:

$$\begin{cases} (D_T B_m^2 + \Sigma_T)\phi_T - p \Sigma_F \, \phi_F = 0 \\ -\dfrac{K_\infty}{p} \phi_T + (D_F B_m^2 + \Sigma_F)\phi_F = 0 \end{cases} \qquad (٦,٧٤)$$

لهذا النظام حل (غير $\phi = 0$) عندما يساوي محدود المصفوفة الناتجة عن هذا النظام الصفر، الذي يُعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$(D_T B_m^2 + \Sigma_a)(D_F B_m^2 + \Sigma_F) - K_\infty \Sigma_a \Sigma_F = 0 \quad (٦,٧٥)$$

وبعد القليل من الترتيب، نحصل على شرط حل معادلات الانتشار للحالة الحرجة وفق نظرية انتشار زمرتين من النيوترونات على النحو الآتي:

$$K_{eff} = K_\infty \pounds_F \pounds_T = \frac{K_\infty}{(1 + B_m^2 L_T^2)(1 + B_m^2 L_F^2)} = 1 \quad (٦,٧٦)$$

حيث إن:

L_T^2 و L_F^2: معدل المسار الحر للنيوترونات الحرارية والسريعة تتالياً.

$\pounds_T$ و$\pounds_F$: احتمال عدم التسرب للنيوترونات الحرارية والسريعة تتالياً.

(٦,٥,٢,٢) حل نظام معادلات الانتشار

لنفرض أن لدينا مفاعلاً حرارياً متجانساً وكروي الشكل، كما هو الحال في المثال السابق، علماً أن نصف قطره الوهمي $R = R_0 + d$ ولا توجد عواكس على أطراف المفاعل. وإذا أردنا معرفة تغير فيض النيوترونات السريعة والحرارية داخل قلب المفاعل، يجب استخدام نظرية انتشار زمرتين من النيوترونات، ومن ثم حل نظام معادلات الانتشار الآتي:

$$\begin{cases} D_F \nabla^2 \phi_F - \phi_F \Sigma_F + \dfrac{K_\infty}{p} \Sigma_T \phi_T = 0 \\ \\ D_T \nabla^2 \phi_T - \phi_T \Sigma_T + p \Sigma_F \phi_F = 0 \end{cases} \quad (٦,٧٧)$$

يُؤدي حل هذا النظام من المعادلات التفاضلية الحصول على دالتي فيض النيوترونات السريعة والحرارية الآتي: (تفصيل الحل في المرجع ١).

$$\phi_F = AX + CY = A\frac{\sin(\mu.r)}{r} \quad (٦,٧٨)$$

$$\phi_F = A'X + C'Y = A'\frac{\sin(\mu.r)}{r} = A.S_1\frac{\sin(\mu.r)}{r} \quad (٦,٧٩)$$

حيث إن:

$B_{g=\mu}$: جذر الانحناء.

$C = C' = 0$: بسبب الشرط الحدودي الذي يُحتم أن يكون الفيض محدوداً ويساوي الصفر عند النقطة $R = R_0 + d$.

A : هذا الثابت يتم تحديده عن طريق قدرة المفاعل.

$S_1 = \frac{\phi_T}{\phi_F} = \frac{A'}{A} = \frac{p\Sigma_F/\Sigma_T}{1+(\mu^2.L_F^2)}$: عامل الربط بين فيضي النيوترونات.

(٦,٥,٣) انتشار الزمر المتعددة من النيوترونات

كلما زاد عدد زمر النيوترونات المفروضة زادت الحسابات دقةً وكذلك تعقيداً خاصة عندما يتكون المفاعل من عدة مناطق غير متجانسة. وتستعمل هذه الطريقة عادة في آخر مراحل تصميم المفاعل لحساب الكتلة الحرجة وقدرة المفاعل بعدما تتضح المعالم الأساسية له. عند ذلك يصبح من الضروري استخدام خوارزمات خاصة "كود" للقيام بهذه الحسابات بمساعدة الحاسبات الآلية الضخمة.

تُؤدي نظرية الزمر المتعددة من النيوترونات إلى تكوين نظام يحتوي على عدد الزمر نفسها من المعادلات في حالة وجود منطقة واحدة (مفاعل متجانس بدون عواكس مثلاً). لكن عندما يكون عدد الزمر يساوي n وعدد المناطق المختلفة للمفاعل يساوي m، فإن عدد معادلات النظام تصبح تساوي n x m ، وهكذا تتزايد الحسابات تعقيداً كلما بحثنا على دقة أكبر.

لنفترض الآن أبسط الحالات باعتماد منطقة واحدة تمثل قلب مفاعل متجانس مثلاً وعدد زمر النيوترونات يساوي n ثم نكتب نظام معادلات الانتشار للحالة الحرجة الآتي:

$$\begin{cases} D_1\nabla^2\phi_1 - \Sigma_{a1}\phi_1 - \Sigma_{s1}\phi_1 + X_1\sum_{m=1}^{n}\upsilon_m.\Sigma_{fm}.\phi_m = 0 \\ \vdots \\ D_g\nabla^2\phi_g - \Sigma_{ag}\phi_g - \Sigma_{sg}\phi_g + \sum_{m=1}^{g-1}\Sigma_s(m\rightarrow g)\phi_g + X_g\sum_{m=1}^{n}\upsilon_g\Sigma_{fg}\phi_g = 0 \\ \vdots \\ D_n\nabla^2\phi_n - \Sigma_{an}\phi_n - \Sigma_{sn}\phi_n + \sum_{m=1}^{g-1}\Sigma_s(m\rightarrow n)\phi_n + X_n\sum_{m=1}^{n}\upsilon_n\Sigma_{fn}\phi_n = 0 \end{cases} \qquad (٦,٨٠)$$

حيث إن:

الفيض:

$$\phi_g = \int_{E_{g-1}}^{E_g}\phi(E)dE \qquad (٦,٨١)$$

عامل الانتشار:

$$D_g = \int_{E_{g-1}}^{E_g} D(E)\phi(E)dE \qquad (٦,٨٢)$$

المقطع العرضي للامتصاص:

$$\Sigma_{ag} = \frac{1}{\phi_g}\int_{E_{g-1}}^{E_g}\Sigma_a(E)\phi(E)dE \qquad (٦,٨٣)$$

المقطع العرضي للتشتت:

$$\Sigma_{sg} = \frac{1}{\phi_g}\int_{E_{g-1}}^{E_g}\Sigma_s(E)\phi(E)dE \qquad (٦,٨٤)$$

المقطع العرضي للانتشار:

$$\Sigma_{fg} = \frac{1}{\phi_g} \int_{E_{g-1}}^{E_g} \Sigma_f(E)\phi(E)dE \qquad (٦,٨٥)$$

مجموعة النيوترونات التي تظهر في الزمرة g الناتجة عن تشتت النيوترونات من الزمرة الأعلى طاقة. (ولهذا لا يظهر هذا الجزء في المعادلة الأولى للنظام).

$$P_s = \sum_{m=1}^{g-1} \Sigma_s(m \to g)\phi_m \qquad (٦,٨٦)$$

مجموعة النيوترونات الانشطارية التي تظهر في الزمرة g والناتجة عن الانشطارات في كل الزمر.

$$P_f = X_g \sum_{m-1}^{n} \upsilon_m \Sigma_{fm}\phi_m \qquad (٦,٨٧)$$

علماً أن X_g يساوي نسبة النيوترونات الانشطارية التي تظهر في الزمرة g الناتجة عن الانشطارات في أي زمرة. أما العامل υ_g فهو يمثل معدل النيوترونات المنتجة لكل انشطار.

$$\upsilon_g = \frac{1}{\phi_g} \int_{E_{g-1}}^{E_g} \upsilon(E)\phi(E)dE \qquad (٦,٨٨)$$

(٦,٥,٣,١) شروط حل نظام المعادلات الحرجة

كما هو الحال بالنسبة لنظرية انتشار الزمرة الواحدة ونظرية انتشار الزمرتين من النيوترونات، فإن الحالة الحرجة لنظرية انتشار الزمر المتعددة لا تتحقق إلا بتساوي قيم الانحناء الهندسي وانحناء المواد المكونة للمفاعل. ولهذا فلا داعي لإعادة الحسابات بالنسبة لهذه النظرية، ويُمكن استنتاج مما سبق أن الشرط للحل يتلخص في المعادلة الآتية:

$$K_{eff} = K_\infty.£_i = \frac{K_\infty}{\prod_{i=1}^{n}(1 + B_g^2 L_i^2)} = 1 \qquad (٦,٨٨)$$

حيث إن:

L_i^2 يمثل مربع طول المسار الحر لانتشار الزمرة التي رقمها i. ويصعب عادة حساب هذه المسارات الحرة بدقة لكل زمرة مما يجعل من الضروري قياس بعضها للتأكد من الحسابات النظرية.

(٦,٥,٣,٢) حل نظام معادلات الحالة الحرجة

لا يُمكن حل المعادلات التفاضلية لنظام نظرية انتشار الزمر المتعددة من النيوترونات يدوياً كما أشرنا سابقاً. ذلك لأن عدد الزمر يتراوح عادة بين عشرة ومائة لكي نحصل على نتائج لها قدر مقبول من الدقة. وهذا يُحتم استخدام الحاسب الآلي للقيام بهذه الحسابات المعقدة والطويلة.

(٦,٦) تمارين

١- عَرِّف الكميات العددية والكميات المتجهة للنيوترونات.

٢- اشرح باختصار أساسيات نظرية انتقال النيوترونات.

٣- اشرح باختصار أساسيات نظرية انتشار النيوترونات.

٤- اذكرْ أهم الشروط التي بتحققها يمكن تقريب نظرية انتقال النيوترونات إلى نظرية الانتشار.

٥- وضح الحالات المناسبة لاستعمال كل من نظرية الانتشار الزمرة الواحدة والزمرتين والزمر المتعددة للنيوترونات.

٦- إذا كان فيض النيوترونات الحراري الساقط على صفيحة نحيفة من اليورانيوم يساوي $2x10^{12}$ n/cm^{2}sec من ناحية اليمين والفيض الساقط من ناحية اليسار يساوي $3x10^{10}$ n/cm^{2}sec فاحسبْ عند نقطة محددة في وسط الصفيحة ما يلي:

أ) فيض النيوترونات وتيارها عند تلك النقطة.

ب) معدل كثافة التفاعل عند تلك النقطة.

٧- إذا كانت الكثافة المتجهة للنيوترونات الحرارية في النقطة r والاتجاه $\hat{\Omega}$ المحدد تساوي:

$$n(r,\hat{\Omega},t) = \frac{n_0}{4\pi}(1-\cos\theta)$$

حيث إن:

θ الزاوية بين $\hat{\Omega}$ والمحور Z فاحسبْ ما يلي:

أ) فيض النيوترونات التي تقطع المسافة A المتعامدة على المحورZ.

ب) كثافة تيار النيوترونات الصاعد والنازل.

ج) محصلة تيار النيوترونات عند النقطة r.

٨- وضع مصدر نقطي مشع للنيوترونات الحرارية في كل الاتجاهات في وسط فارغ ثم في وسط مادي ماص للنيوترونات. اكتبْ معادلة انتقال النيوترونات لهذه الحالات، ثم احسب ما يلي:

أ) فيض النيوترونات في الفراغ عند النقطة r التي تبعد عن المصدر بحوالي ١٠سم.

ب) فيض النيوترونات في الوسط المادي عند النقطة r التي تبعد عن المصدر بحوالي ١٠ سم.

٩- اكتب معادلات الشروط الثلاث لتقريب نظرية انتقال النيوترونات إلى نظرية انتشار النيوترونات.

١٠- أثناء التصميم الأولي لمفاعل أبحاث أُستعملت نظرية الزمرة الواحدة لانتشار النيوترونات واختير الشكل الأسطواني للمفاعل ثم خليط متجانس من الماء واليورانيوم ^{235}U حيث إن تركيز اليورانيوم يساوي $0.016\ g/cm^3$، فاحسب في هذه الحالة ما يلي:

أ) أبعاد المفاعل الذي يحقق أقل كتلة حرجة ($H = 1.82R$)

ب) الكتلة الحرجة.

ج) أعدْ حسابات الفقرة أ وب، إذا كان شكل المفاعل كروياً علماً أن $L^2_T = 3.84\ cm^2\ ;\ \tau_T = 27 cm^2$.

الفصل السابع

ديناميكا المفاعلات النووية

(٧,١) مقدمة

لقد تناولنا في الفصل السابق الحالة الحرجة للمفاعل خاصة، وشرحنا الظروف التي يجب أن تتوافر لتحقيق استقرار المفاعل وإنتاج قدرة ثابتة. وسنتناول في هذا الفصل ديناميكا المفاعلات الناتجة عن أهم التغيرات التي تحصل أثناء تشغيل المفاعل، وندرس الحالات الانتقالية الطارئة. أثناء التشغيل تحصل تغيرات مختلفة لخصائص المفاعل، مما يجعل المفاعل يخرج عن الحالة الحرجة ليصبح المفاعل تحت أو فوق الحالة الحرجة بسبب تغير عامل التضاعف الفعَّال. وعندئذٍ يجب التدخل لتعديل هذه الحالات الانتقالية والتحكم في المفاعل لإنتاج القدرة الكهربائية المطلوبة، وكذلك السيطرة على الحالات الطارئة لسلامة المحطة.

أثناء تشغيل المفاعل تتغير خصائصه لأسباب عديدة، منها استهلاك العناصر الانشطارية تدريجياً، وتوليد عناصر انشطارية جديدة، وعناصر كثيرة أخرى. ومن بين هذه العناصر الجديدة ما يصبح عائقاً (ساما) لعملية الانشطار؛ لأن مقاطعها العرضية

كبيرة جداً لامتصاص النيوترونات، وتؤدي هذه العناصر السامة دوراً كبيراً أثناء التشغيل وحتى عند إيقاف المفاعل. ارتفاع درجة حرارة قلب المفاعل أثناء التشغيل تؤدي كذلك إلى تغيرات فيزيائية وهندسية ونووية لبعض مكونات المفاعل.

وتؤدي الحالات الطارئة أيضاً، مثل فقدان التبريد، إلى حالات خطرة يجب معالجتها بسرعة. وتؤدي كل هذه التغيرات لخصائص مكونات قلب المفاعل إلى تغير عامل التضاعف الفعَّال وخروج المفاعل عن الحالة المستقرة؛ ولهذا يجب التدخل للمحافظة على مستوى طاقة المفاعل الذي تعتمد عليه القدرة الكهربائية المطلوبة، ويجب التدخل السريع خاصة عند الحالات الطارئة للتحكم في المفاعل في كل الحالات. ولأداء هذه المهمة تُستعمل قضبان التحكم التي تحدث أثناء تحركها أو تغير موقعها في قلب المفاعل تغيرات مهمة في امتصاص النيوترونات، مما يمكننا من التحكم في قيمة عامل التضاعف الفعَّال. كل هذه الحالات الانتقالية الطبيعية والطارئة للمفاعل من الأمور المهمة التي سندرسها في هذا الفصل من الكتاب؛ لما فيها من فائدة أثناء التصميم، وتشغيل المفاعل، والتحكم فيه.

(٧,٢) أنواع النيترونات في المفاعل

لقد تطرقنا في الفصول السابقة إلى دراسة أنواع النيوترونات المختلفة من ناحية الطاقة ودورها في الانشطارات النووية الخاصة. ولم نتناول في هذا التعريف أصل النيوترونات بالتفصيل، واعتبرنها كلها ناتجة عن عملية الانشطار. هذا صحيح لكن عند دراسة ديناميكا المفاعلات يصبح من الضروري معرفة أصل النيوترونات وزمن إنتاجها؛ لما في ذلك من تأثير في دورة النيوترونات في المفاعل.

تنقسم النيوترونات داخل المفاعل بغض النظر عن طاقتها إلى نوعين أولهما النيوترونات الفورية التي تصدر مباشرة عند انشطار العناصر الانشطارية للوقود. والنوع الثاني هو ما يسمى بالنيوترونات المتأخرة التي تصدر عن بعض شظايا الانشطار

بعد فترة من عملية الانشطار أثناء تفككها الأمر الذي يجعلها تؤدي دوراً أساسياً خلال التحكم في المفاعل.

(٧,٢,١) النيوترونات الفورية

تُمثل النيوترونات الفورية جل النيوترونات (حوالي ٩٩٪) داخل المفاعل، وتوجد بطاقات مختلفة، منها السريعة، ومنها البطيئة، ومنها الحرارية. تولد هذه النيوترونات من خلال عملية انشطار النوى الثقيلة في الوقود وتصدر مباشرة مع شظايا الانشطار. وتكون كل النيوترونات الفورية سريعة عند إنتاجها، حيث إن معدل طاقتها حوالي 2 MeV، إلا أنها سرعان ما تتعرض لأحداث عديدة، منها التشتت، والتسرب، والامتصاص. ويؤدي تشتتها إلى نيوترونات بطيئة فحرارية. وعند امتصاصها من طرف نوى الوقود الثقيلة تحدث انشطارات وتولد نيوترونات فورية جديدة، وهذا ما يسمى بالتفاعل المتسلسل.

(٧,٢,٢) النيوترونات المتأخرة

أثناء عملية الانشطار تُنتج شظايا الانشطار المشعة والنيوترونات الفورية بمعدل $\upsilon = 2.5$ نيوترون تقريباً لكل انشطار. بعد ذلك تتفكك نظائر هذه الشظايا حسب قانون التفكك الإشعاعي العادي للتخلص من الطاقة الزائدة، وذلك بإصدار جسيمات بيتا β وجاما γ خاصة، لكن بعض نظائر هذه الشظايا تصدر أحياناً نيوترونات أثناء تفككها. تصدر هذه النيوترونات بعد فترة زمنية قصيرة (بعض ثوانٍ) من عملية الانشطار؛ ولهذا سميت بالنيوترونات المتأخرة. وتتميز هذه النيوترونات بقلتها، حيث تمثل حوالي واحد بالمائة فقط من إجمالي النيوترونات في المفاعل، وانخفاض طاقتها (حوالي 0.5 MeV) مقارنةً بطاقة النيوترونات الفورية؛ ولهذا يختلف مصير هذه النيوترونات نوعاً ما عن مصير النيوترونات الفورية بسبب اختلاف طاقتها، فسرعان ما تتم تهدئتها لتصبح حرارية، وتساهم في عملية الانشطار.

تُقسم عدد النظائر المشعة المنتجة للنيوترونات المتأخرة إلى ست مجموعات، وتتميز كل واحدة منها بثابت تفكك λ_i ومعدل نسبي لعدد إنتاجها $\frac{\beta_i}{\beta}$، حيث إن $\beta = \frac{v_d}{v}$

علماً أن ν ترمز لمعدل عدد النيوترونات الفورية، و ν_d لمعدل عدد النيوترونات المتأخرة الناتجة لكل انشطار. ويلاحظ أن ν_d مرتبط بنوع العنصر الانشطاري، ويتزايد مع طاقة النيوترون الذي سبب الانشطار. ويوضح الجدول رقم (٧,١) أهم خصائص المجموعات الست للنيوترونات المتأخرة، وأهم العناصر الانشطارية.

الجدول رقم (٧,١). خصائص مجموعات النيوترونات المتأخرة [١٣].

مجموعة	النيوترونات السريعة		النيوترونات الحرارية	
	ثابت التفكك $\lambda_i(s^{-1})$	الإنتاج النسبي β_i/β	ثابت التفكك $\lambda_i(s^{-1})$	الإنتاج النسبي β_i/β
^{233}U	; ν_d=0.01673	β=0.0064	; ν_d=0.01668	β=0.0067
1	0.0125	0.096	0.0126	0.086
2	0.0360	0.208	0.0337	0.299
3	0138	0.242	0.139	0.252
4	0.318	0.327	0.325	0.278
5	1.22	0.087	1.13	0.051
6	3.15	0.041	2.5	0.034
^{235}U	; ν_d=0.01673	β=0.0064	; ν_d=0.01668	β=0.0067
1	0.0127	0.038	0.0124	0.033
2	0.0317	0.213	0.0305	0.219
3	0.1150	0.188	0.111	0.196
4	0.3110	0.407	0.301	0.395
5	1.40	0.128	1.14	0.115
6	3.87	0.026	3.01	0.042
^{238}U	; ν_d=0.0460	β=0.0164		
1	0.0132	0.013		
2	0.0321	0.137		
3	0.139	0.162		
4	0.358	0.388		
5	1.41	0.225		
6	4.02	0.075		
^{239}Pu	; ν_d=0.0063	β=0.0020	; ν_d=0.00645	β=0.0022
1	0.0129	0.038	0.128	0.035
2	0.0311	0.280	0.301	0.298
3	0.134	0.216	0.124	0.211
4	0.331	0.328	0.325	0.326
5	1.26	0.103	1.12	0.086
6	3.21	0.035	2.69	0.044
^{241}Pu	; ν_d=0.0152		; ν_d=0.0157	β=0.0054
1			0.197	0.010
2			0.0297	0.229
3			0.124	0.273
4			0.352	0.390
5			1.61	0.182
6			3.47	0.016

(٧,٣) مدة دورة المفاعل والفاعلية

يتكون عمر النيوترون الانشطاري الفوري من زمن التهدئة وزمن الانتشار قبل امتصاصه. ومعلوم أن زمن التهدئة أو التشتت قصير جداً، ويُمكن حسابه حتى بالنسبة للمفاعلات الحرارية، حيث يساوي حوالي 10^{-7} ثانية وأصغر من ذلك بالنسبة لمفاعلات النيوترونات السريعة. أما زمن الانتشار فهو أطول بكثير من ذلك، ويعتمد على نوع المادة التي تنتشر فيها النيوترونات؛ ولهذا فإن متوسط عمر النيوترونات الفورية، l_p يُعد مساوياً لزمن الانتشار، وله المعادلة الآتية:

$$l_p = l_m + l_d \approx t_d \qquad (٧,١)$$

حيث إن:

l_m: زمن التهدئة.

t_d : زمن الانتشار.

يُمكن حساب عمر النيوترونات من خلال حساب زمن الانتشار، الذي يمثل الفترة الزمنية التي يستغرقها النيوترون الحراري لقطع مسافة معدل المسار الحر للامتصاص.

$$l_d = \lambda_a \frac{(E_0)}{v_0} = \frac{1}{\Sigma_a(E_0).v_0} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\,\overline{\Sigma}_a\, v_T} \qquad (٧,٢)$$

حيث إن:

v_0 : السرعة الأكثر احتمالاً للنيوترونات الحرارية ($v_0 = 2200$ m/sec).

E_0 : الطاقة الأكثر احتمالاً للنيوترونات الحرارية ($E0 = 0.025$ eV).

λ_a: معدل المسار الحر للامتصاص.

$\overline{\Sigma}_a$: معدل المقطع العرضي لامتصاص النيوترونات الحرارية في الوسط المادي.

v_T : سرعة النيوترونات الحرارية.

يُوضح الجدول رقم (٧,٢) زمن التهدئة وزمن الانتشار للنيوترونات في أكثر المهدئات استعمالاً. ويُلاحظ أن زمن الانتشار كبير جداً مقارنةً بزمن التهدئة في كل الحالات.

الجدول رقم (٧,٢). زمن التهدئة وزمن الانتشار للنيوترونات في أكثر المهدئات استعمالاً [٨].

المهدئ	τ_{th} (cm)	L_r (cm)	M (cm)	زمن التهدئة (S)	زمن الانتشار (S)	Σ_s (cm^{-1})
الماء العادي	33	5.74	6.43	1.0×10^{-5}	2.1×10^{-4}	0.9
الماء الثقيل	120	10.9	101	2.9×10^{-5}	0.15	0.43
البيريليوم	98	9.9	25.8	7.8×10^{-5}	4.3×10^{-3}	0.55
القرفايت	350	18.7	53.6	1.9×10^{-4}	1.2×10^{-2}	0.30

تجدر الإشارة إلى أن معدل المقطع العرضي، $\overline{\Sigma}_a = \overline{\Sigma}_{aF} + \overline{\Sigma}_{aM}$ بالنسبة لخليط الوقود والمهدئ داخل المفاعل؛ ولهذا تصبح معادلة عمر انتشار النيوترونات في خليط من المواد على النحو الآتي:

$$l_d = \frac{\sqrt{\pi}}{2.v_T(\overline{\Sigma}_{aF} = \overline{\Sigma}_{aM})} = \frac{\sqrt{\pi}}{2v_T\,\overline{\Sigma}_{aM}}\,\frac{\overline{\Sigma}_{aM}}{\overline{\Sigma}_{aF} + \overline{\Sigma}_{aM}} \qquad (٧,٣)$$

حيث إن:

$\overline{\Sigma}_{aF}$: معدل المقطع العرضي للامتصاص في الوقود.

$\overline{\Sigma}_{aM}$: معدل المقطع العرضي للامتصاص في المهدئ.

يُلاحظ أن الجزء الأول من المعادلة (٧,٣) يساوي زمن الانتشار في المهدئ فقط، والجزء الثاني يساوي (1-f)، حيث إن f يمثل معامل الاستعمال الحراري. وهكذا يمكن أن يُعبر عن زمن الانتشار بالنسبة لخليط الوقود والمهدئ بالمعادلة الآتية:

$$l_d = l_{dM}(1-f) \qquad (٧,٤)$$

حيث إن :

l_{dM} : زمن انتشار النيوترونات في المهدئ.

f : معامل الاستعمال الحراري.

(٧,٣,١) إهمال النيوترونات المتأخرة

تظهر أهمية النيوترونات المتأخرة على الرغم من قلتها عند دراسة مدة دورة المفاعل باعتبار أن كل النيوترونات في المفاعل فورية وإهمال النيوترونات المتأخرة ؛ ولهذا الغرض نعيد تعريف متوسط عمر النيوترونات الفورية l_p، الذي يمكن تعريفه أيضاً بأنه متوسط عمر أجيال النيوترونات المتلاحقة ؛ وذلك لأن امتصاص النيوترون بعد الفترة الزمنية l_p يولد جيلاً جديداً من النيوترونات. وباستعمال هذا التعريف ومفهوم عامل التضاعف اللانهائي K_∞، يمكن كتابة المعادلة الآتية :

$$N_F(t+l_p) = K_\infty N_F(t) \qquad (٧,٥)$$

حيث إن :

$N_F(t)$: عدد الانشطارات في الزمن ، (جيل النيوترونات الأول مثلاً).

$N_F(t + l_p)$: عدد الانشطارات في الزمن $(t + l_p)$ للجيل الذي يليه (جيل النيوترونات الثاني).

وبحكم أن l_p صغير نسبياً ، يُمكن كتابة المعادلة (٧,٥) على النحو الآتي :

$$N_F(t+l_p) \approx N_F(t) + l_p \frac{dN_F(t)}{dt} \qquad (٧,٦)$$

وبالتعويض في المعادلة (٧,٥) نحصل على ما يلي :

$$\frac{dN_F(t)}{dt} = \frac{K_\infty - 1}{l_p} . N_F(t) \qquad (٧,٧)$$

أما حل هذه المعادلة فهو على النحو الآتي:

$$N_F(t) = N_F(0)\exp(\frac{K_\infty - 1}{l_p})t = N_F(0)\exp(\frac{t}{T})$$

$$T = \frac{l_p}{K_\infty - 1} \qquad (٧,٨)$$

حيث إن:

$N_F(0)$: عدد الانشطارات في الزمن $t = 0$.

T: مدة دورة المفاعل عند إهمال النيوترونات المتأخرة.

مثال:

لنفرض أن لدينا مفاعلاً كبير الحجم يحتوي على محلول متجانس من الماء العادي واليورانيوم المخصب قليلاً ($\eta = 1.73$)، علماً أن هذا المفاعل في الحالة الحرجة المستقرة ($K_\infty = 1$)، احسبْ مدة دورة المفاعل عند إضافة مواد تُؤثر على عامل التضاعف فتصبح قيمته تساوي $K_\infty = 1.0005$؟

الحل:

- مدة دورة المفاعل:

$$T = \frac{l_p}{K_\infty - 1}$$

- عامل التضاعف لمفاعل كبير الحجم:

$$K_\infty \approx \eta f \quad \Rightarrow \quad f = \frac{K_\infty}{\eta} = \frac{1}{1.73} = 0.578$$

- متوسط عمر النيوترونات الفورية:

$$l_p = t_{dM}(1 - f)$$

$$t_{dM}(H_2O) = 2.1x10^{-4}\ \text{sec}$$

$$l_p = 2.10 \times 10^{-4}(1 - 0,578) = 0.8862 \times 10^{-4}\ \text{sec}$$

$$T = \frac{0.8862 \times 10^{-4}}{1.0005 - 1} = 0.18 \approx 0.2 \text{ sec}$$

نُلاحظ أنه من الصعب في هذه الحالة التحكم في المفاعل لقصر مدة دورة المفاعل، حيث تتزايد التفاعلات أُسياً بسرعة فتتضاعف بمقدار حوالي خمس مرات في الثانية ($\exp(\frac{1}{0.2}) = 5$).

(٧,٣,٢) تأثير النيوترونات المتأخرة

تتميز النيوترونات المتأخرة بقلتها وبالطول النسبي لعمر نصف النظائر المشعة المولدة لها؛ ولهذا السبب فإنها تؤدي دوراً مهماً خلال التحكم في المفاعل، حيث تجعل مدة دورة المفاعل طويلة نسبياً، ويصبح التدخل للتحكم في المفاعل ممكناً وعملياً؛ ذلك لأن مدة دورة المفاعل تساوي مجموع متوسط عمر النيوترونات الفورية والمتأخرة حسب نسب كل منهما. ولتوضيح ذلك نحسب الآن مدة دورة المفاعل عند الأخذ في الحسبان بوجود النيوترونات المتأخرة.

إذا افترضنا أن نسبة النيوترونات المتأخرة في المفاعل لكل المجموعات الست تساوي β، فإن نسبة النيوترونات الفورية تساوي في هذه الحالة $(1-\beta)$ حيث إن:

$$\beta = \sum_{i=1}^{6} \beta i \qquad (٧,٩)$$

أما متوسط عمر النيوترونات الانشطارية سواء كانت فورية أو متأخرة، فيمكن كتابته وفق المعادلة الآتية:

$$l = (1-\beta) l_p + \sum_{i=1}^{6} \beta_i l_i \qquad (٧,١٠)$$

حيث إن:

lp: متوسط عمر النيوترونات الفورية.

$l_i = \frac{1}{\lambda_i}$: متوسط عمر النيوترونات المتأخرة للمجموعة i .

β : النسبة الإجمالية للنيوترونات المتأخرة.

علما أن قيمة β صغيرة مقارنة بالعدد واحد ($\beta << 1$) فيُمكن إهمالها في المعادلة (٧,١٠) التي تُصبح كما يلي :

$$l = l_p + \sum_{1=1}^{6} \beta_i l_i \qquad (٧,١١)$$

وعند تعويض متوسط عمر النيوترونات الفورية بمتوسط عمر النيوترونات إجمالاً ، الفورية والمتأخرة تصبح معادلة مدة دورة المفاعل (٧,٨) على النحو الآتي :

$$T = \frac{l}{K_\infty - 1} \qquad (٧,١٢)$$

مثال :

أوجد مدة دورة المفاعل الذي اعتبرناه في المثال السابق عند الأخذ بعين الاعتبار في هذه المرة بتأثير النيوترونات المتأخرة.

الحل :

- متوسط عمر النيوترونات الانشطارية (فورية ومتأخرة) :

$$l = l_p + \sum_{1=1}^{6} \beta_i l_i$$

- نستنتج من الجدول رقم (٧,١) و(٧,٢) القيم الآتية :

$$\beta = 0.0064 \quad ; \quad \sum \beta_i l_i = 0.082 \, ; \quad l_p = 2.1 \times 10^{-4} \, Sec$$

- مدة دورة المفاعل :

$$T = \frac{l}{K_\infty - 1}$$

$$= \frac{2.1 \times 10^{-4} + 0.082}{1.0005 - 1} = 164 Sec$$

نُلاحظ أن مدة دورة المفاعل هذه أصبحت كبيرة جداً مقارنةً بمدة دورته السابقة (T = 0.2 sec)، التي حسبناها سابقاً عندما أهملنا النيوترونات المتأخرة. وهكذا تتضح أهمية النيوترونات المتأخرة بإطالة مدة دورة المفاعل مما يسمح بالتدخل عملياً للتحكم في تشغيل المفاعل.

(٧,٣,٣) الفاعلية

يقاس التغير الطارئ عن الحالة المستقرة للمفاعل بما يسمى بالفاعلية التي تعبر عن تغير عامل التضاعف الفعَّال بسبب إضافة أو إزالة مواد ماصة للنيوترونات في قلب المفاعل ؛ ولهذا يعبر عن الفاعلية بالمعادلة الآتية :

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} = \frac{K-1}{K} \qquad (٧,١٣)$$

حيث إن :

K : عامل التضاعف الفعَّال للمفاعل الذي يساوي الواحد الصحيح (K = 1) عند الحالة الحرجة أو المستقرة للمفاعل. أما الوحدة المستعملة للفاعلية فتكون على شكل نسبة مئوية أحياناً، أو نسبة لكل مائة ألف ($pcm = 10^{-5}$)، أو على شكل عدد دورات المفاعل في الساعة (Inh) أي الدولار $.

لقد تبين مما سبق أهمية مدة دورة المفاعل للتحكم فيه، وكلما كانت هذه المدة طويلة كان أفضل ؛ ولهذا يجب البحث عن علاقة تربط بين مدة دورة المفاعل ومستوى الفاعلية في كل الحالات. وللحصول على هذه العلاقة نعود إلى معادلة انتشار النيوترونات للزمرة الواحدة التي درسناها في الجزء السابق لهذا الكتاب.

$$\frac{\lambda_{tr}}{3}\nabla^2\phi - \overline{\sum}_a \phi + S = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{v}\frac{d\phi}{dt} \qquad (٧,١٤)$$

حيث إن :

S : مصدر النيوترونات الناتجة عن الانشطارات.

عند اعتبار المفاعل غير متناهي الأبعاد، فإن فيض النيوترونات لا يتغير حسب الموقع، ومن ثم تصبح معادلة الانتشار السابقة وفق الزمن للنيوترونات الحرارية فقط على النحو الآتي:

$$S_T - \overline{\Sigma}_a \phi_T = \frac{1}{v}\frac{d\phi_T}{dt} \qquad (٧,١٥)$$

حيث إن:

$\overline{\Sigma}_a$: متوسط المقطع العرضي الجهاري للمفاعل.

$S_d + S_p = S_T$: مصدر النيوترونات الانشطارية الفورية S_p، والنيوترونات المتأخرة S_d، اللذين يمكن حسابهما كما يلي:

أولاً: الجزء الخاص بالنيوترونات الفورية:

$$S_p = (1-\beta)K_\infty \overline{\Sigma}_a \phi_T \qquad (٧,١٦)$$

حيث إن:

$\sum_{i=1}^{6}\beta_i = \beta$: ناتج النيوترونات المتأخرة للمجموعات الست.

ثانياً: الجزء الخاص بالنيوترونات المتأخرة:

$$S_d = p\sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i \qquad (٧,١٧)$$

حيث إن:

λ_i: ثابت التفكك للنظير المشع i المولد للنيوترونات المتأخرة.

C_i : تركيز النظير المشع i المولد للنيوترونات المتأخرة.

p : احتمال الهروب من امتصاص منطقة الرنين.

عند تعويض مصدر النيوترونات الحرارية S_T بقيمته في المعادلة (٧,١٥) ثم قسمتها على متوسط المقطع العرضي الجهاري للمفاعل، $\overline{\Sigma}_a$ تصبح المعادلة على النحو الآتي:

$$[-1+(1-\beta)K_\infty]\phi_T + \frac{P}{\Sigma_a}\sum_{i=1}^{6}\lambda_i \; C_i = l\frac{d\phi_T}{dt} \qquad (٧,١٨)$$

حيث إن:

$l = \frac{1}{\Sigma_a v}$: متوسط عمر انتشار النيوترونات.

أما تغير مجموعات النظائر المشعة المولدة للنيوترونات المتأخرة مع الزمن، فهو يساوي ناتج النيوترونات المتأخرة للمجموعة، i ناقص تناقص تركيز النظير المشع بالتفكك. وهذا ما تعبر عنه المعادلة الآتية:

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i \frac{K_\infty}{p}\Sigma_a \phi_T - \lambda_i \; C_i \qquad (٧,١٩)$$

تمثل المعادلة (٧,١٨) والمعادلة (٧,١٩) نظام مجموعة (n +1) معادلة تفاضلية يجب حلها للحصول على فيض النيوترونات، Φ_T وتركيز النظائر المشعة المولدة للنيوترونات المتأخرة C_i. ويمكن حل هذا النظام بإحدى الطرائق الرياضية وأبسطها كما هو معلوم طريقة تفريق المتغيرات التي تؤدي إلى الحل الآتي:

$$\phi_T(t) = \phi_0 e^{\omega t} \qquad (٧,٢٠)$$

$$C_i(t) = C_{0i} e^{\omega t} \qquad (٧,٢١)$$

حيث إن:

Φ_0 ، C_{0i} و w : ثوابت تُحدد بالرجوع إلى الشروط الحدودية.

عند تعويض الفيض، Φ_T والتركيز C_i في المعادلة (٧,١٩) بقيمتهما حسب المعادلتين (٧,٢٠) و(٧,٢١) نحصل على قيمة الثابت C_{oi} كما يلي:

$$C_{0i} = \frac{\beta_i K_\infty \overline{\Sigma}_a}{p(\omega + \lambda_i)} . \phi_0 \qquad (٧,٢٢)$$

بعد ذلك تُدخل هذه القيمة في المعادلة (٧,١٨)، مما يجعلنا نتخلص من الثابت، Φ_0 ومن ثم تصبح تلك المعادلة على النحو الآتي:

$$(1-\beta)K_\infty - 1 + K_\infty \sum_{i=1}^{6} \frac{\lambda_i \, \beta_i}{\omega + \lambda_i} = l \, \omega \qquad (٧,٢٣)$$

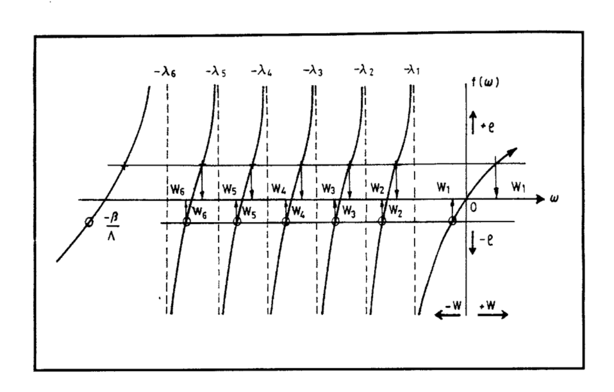
وأخيراً، يتم تعويض $\sum_{i=1}^{6} \beta_i = \beta$ بقيمتها ومع القليل من الترتيب نحصل على معادلة الفاعلية المشهورة الآتية:

$$\rho = \frac{K_\infty - 1}{K_\infty} = \frac{l\omega}{K_\infty} + \sum_{i=1}^{6} \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i}$$

$$= \frac{\omega l}{1 + \omega l} + \frac{\omega}{1 + \omega l} \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{(\omega + \lambda_i)} \qquad (٧,٢٤)$$

تُسمى هذه المعادلة أحياناً بمعادلة الإين-آور (In hour)

نُلاحظ أن عدد جذور هذه المعادلة يساوي سبعة، إذا افترضنا ست مجموعات للنيوترونات المتأخرة. وهكذا يصبح حل نظام المعادلات التفاضلية (٧,١٨) و(٧,١٩) مقتصراً على البحث عن جذور معادلة الفاعلية (٧,٢٤). وللحصول على هذه الجذور حسب إشارة الفاعلية التي يمكن أن تكون سالبة أو موجبة، نرسم الدالة التي تمثل الجزء الأيمن لمعادلة الفاعلية كما هو موضح في الشكل رقم (٧,١).



الشكل رقم (٧,١). رسم معادلة الفاعلية وتحديد الجذور [١٥].

يُظهر الشكل رقم (٧,١) أن معادلة الفاعلية لها سبعة جذور في كل الحالات سواء كانت الفاعلية موجبة أو سالبة ($1 > \rho = \frac{K-1}{K} > \infty -$)، ومن ثم نستنتج أن حل نظام المعادلات التفاضلية السابق يكون على النحو الآتي :

$$\phi(t) = \sum_{i=1}^{7} A_i e^{\omega_i t} \quad (٧,٢٥)$$

$$C(t) = \sum_{i=1}^{7} C_i e^{\omega_i t} \quad (٧,٢٦)$$

تجدر الإشارة إلى أن معادلة الفاعلية (٧,٢٤) استنتجت بافتراض أن المفاعل غير متناهي الأبعاد، لكن في الواقع فإن كل المفاعلات متناهية الأبعاد ؛ ولهذا يجب

إعادة الحسابات في هذه الحالة للحصول على معادلة الفاعلية والأخذ في الحسبان بالنيوترونات المتسربة، إلا أن معادلة النتيجة شبيهة جداً بما حُصِلَ عليه سابقاً، حيث إن معادلة الفاعلية للمفاعلات الحرارية المتناهية الأبعاد تكون على النحو الآتي:

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} = \frac{\omega l_1}{1+\omega l_1} + \frac{\omega}{1+\omega l_1} \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i} \qquad (٧,٢٧)$$

حيث إن:

$l_1 = \frac{l}{1+B^2 L_T^2}$: العمر الفعَّال للنيوترونات الفورية.

$\frac{1}{1+B^2 L_T^2}$: احتمال تسرب النيوترونات خارج المفاعل.

$l = l_d + l_p \approx l_d$: متوسط عمر انتشار النيوترونات الانشطارية.

بالنسبة للمفاعلات النووية السريعة، فإن الفاعلية لها أيضاً شكل المعادلة (٧,٢٤) نفسها، إلا أنه كما سبق شرحه أن عمر النيوترونات الفورية في هذه المفاعلات قصير جداً (10^{-7})، وذلك لعدم وجود مرحلة طويلة للانتشار، كما هو الحال بالنسبة للمفاعلات الحرارية. ولهذا يمكن إهمال الجزء الذي يحتوي على عمر النيوترونات الفورية، لتصبح معادلة الفاعلية بالنسبة للمفاعلات السريعة كما يلي:

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} = \omega \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i} \qquad (٧,٢٨)$$

(٧,٣,٤) علاقة الفاعلية بمدة دورة المفاعل

تُستنتج العلاقة بين الفاعلية ومدة دورة المفاعل من خلال دراسة معادلة الفاعلية (٧,٢٤). ويفضل عادة لتسهيل الحسابات اعتماد مجموعة واحدة من النيوترونات المتأخرة، وذلك باعتماد ما يلي:

$$\beta = \sum_{i=1}^{6} \beta_i$$
$$\lambda = \left[\frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right]^{-1} \qquad (٧,٢٩)$$

وعند ذلك تصبح معادلة الفاعلية (٧,٢٤) على النحو الآتي :

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} = \frac{l.\omega}{K} + \frac{\omega \beta}{\omega \lambda} \qquad (٧,٣٠)$$

تتحول معادلة الفاعلية هذه إلى معادلة من الدرجة الثانية بالنسبة لـ ω كما يلي :

$$\omega^2 \frac{l}{K} + \omega(\frac{l\lambda}{K} + \beta - \rho) - \lambda \rho = 0 \qquad (٧,٣١)$$

وعند إهمال عامل ضرب، l_λ لأنه صغير جداً بحكم أنه ضرب قيمتين صغيرتين واعتبار عامل التضاعف الفعَّال K يساوي العدد واحداً، أو قريباً من ذلك في كل الحالات تصبح المعادلة (٧,٣١) على النحو الآتي :

$$\omega^2 l + \omega(\beta - \rho) - \rho \lambda = 0 \qquad (٧,٣٢)$$

أما جذور هذه المعادلة، فهي كما يلي :

$$\omega_1 = \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho}$$
$$\omega_2 = -\frac{\beta - \rho}{l} \qquad (٧,٣٣)$$

وهكذا يصبح الشكل العام لفيض النيوترونات أو قدرة المفاعل في حالة اعتماد مجموعة واحدة للنيوترونات المتأخرة على النحو الآتي :

$$\phi_T(t) = A_1 e^{\omega_1 t} + A_2 e^{\omega_2 t} \qquad (٧,٣٤)$$

حيث إن:

A_1 وA_2 : ثابتان يُحددان بالرجوع إلى الشروط الحدودية.

يعتمد تحليل تغير حالة المفاعل على دراسة المعادلة (٧,٣٤) عند الخروج عن الحالة المستقرة ($\rho = 0$)، وذلك بإدخال فاعلية موجبة أو سالبة في قلب المفاعل.

(٧,٣,٤,١) الفاعلية موجبة ($\rho > 0$)

عندما تكون الفاعلية موجبة وأقل من ناتج النيوترونات المتأخرة ($\rho < \beta$) كما هو واضح من المعادلة (٧,٣٣)، فإن w_1 تكون موجبة وw_2 سالبة، مما يجعل الحالة الانتقالية (مباشرة بعد إدخال الفاعلية) تحت تأثير w_2 أي الدالة الأسية المتمثلة في الجزء الأخير من المعادلة (٧,٢٤). هذه الحالة تنتهي بسرعة، وتبدأ الحالة المستقرة بتزايد قدرة المفاعل تحت تأثير w_1 أي الدالة الأسية المتمثلة في الجزء الأول من المعادلة (٧,٣٤)، ($A_1 \exp(w_1 t)$) الأمر الذي سنتطرق له لاحقاً.

(٧,٣,٤,٢) الفاعلية سالبة ($\rho < 0$)

عندما تكون الفاعلية سالبة يتضح من المعادلة (٧,٣٣) أن كلاً من w_1 وw_2 سالبتان وw_2 أصغر من w_1 مما يجعل أيضاً الحالة الانتقالية تنتهي بسرعة تحت تأثير w_2. بعد ذلك تبدأ الحالة المستقرة فيتناقص فيض النيوترونات، أي قدرة المفاعل تحت تأثير w_1، أيضاً أي الدالة الأسية المتمثلة في الجزء الأول من المعادلة (٧,٣٤)، ($A_1 \exp(w_1 t)$).

نستنتج مما سبق أن الحالة الانتقالية لفيض النيوترونات أو قدرة المفاعل مباشرة عند إدخال الفاعلية سواء كانت موجبة أو سالبة تكون تحت تأثير الدالة الأخيرة من المعادلة (٧,٣٤). وكذلك الحال أيضاً بالنسبة للمعادلة (٧,٢٥) عند اعتماد المجموعات الست للنيوترونات المتأخرة، حيث إن $w_2, w_3 \ldots w_7$ كلها سالبة كما هو موضح في الشكل رقم (٧,١). ومع مرور الزمن يصل المفاعل إلى حالة استقرار جديدة تحت تأثير الدالة الأولى فقط مما يعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$\phi_T(t) \rightarrow A_1 e^{\omega_1 t} = A_1 e^{t/T} \qquad (٧,٣٥)$$

ومن هذه المعادلة نستنتج العلاقة بين الفاعلية ومدة دورة المفاعل، حيث تكتب على النحو الآتي:

$$T = \frac{1}{\omega_1} = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho} \qquad (٧,٣٦)$$

(٧,٤) الحالات الانتقالية الكبيرة للمفاعل

نقصد بالحالات الانتقالية الكبيرة للمفاعل التغيرات السريعة التي تحصل عند إدخال أو إزالة كمية كبيرة نسبياً من المواد الماصة للنيوترونات، مما يسبب تغيراً كبيراً في عامل التضاعف الفعَّال للمفاعل. وهذا ما يعبر عنه أيضاً بالتغير المفاجئ في الفاعلية عندما يكون المفاعل في الحالة المستقرة ($K = 1$). وسندرس الآن بعضاً من هذه التغيرات الأساسية للمفاعل.

(٧,٤,١) الحالة الحرجة الفورية

يتناسب عامل التضاعف الفعَّال للمفاعل مع عدد النيوترونات الانشطارية الفورية والمتأخرة أيضاً. وكما هو معلوم، فإن الجزء الخاص بالنيوترونات الفورية يتناسب مع ($1-\beta$)؛ وذلك لأن ناتج مجموعات النيوترونات المتأخرة يساوي β؛ ولهذا يعدُّ المفاعل في الحالة الحرجة الفورية أي بدون حاجة إلى النيوترونات المتأخرة عندما تتحقق المعادلة الآتية:

$$(1 - \beta)K = 1 \qquad (٧,٣٧)$$

وفي هذه الحالة تكون مدة دورة المفاعل الفورية $T = \dfrac{l_p}{K - 1}$ قصيرة جداً، أو أقل من الثانية في كل الحالات مما يجعل التحكم في المفاعل صعباً. ولهذا يجب طرح

السؤال: كم قيمة الفاعلية التي تؤدي إلى الحالة الحرجة الفورية؟ يمكن حساب ذلك باستخلاص قيمة K من المعادلة (٧,٣٧) أولاً ثم حساب الفاعلية:

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} = \frac{\left(\frac{1}{1-\beta}\right)-1}{\left(\frac{1}{1-\beta}\right)} = \beta \qquad (٧,٣٨)$$

نستنتج من هذه المعادلة أن الحالة الحرجة الفورية تتحقق عندما تكون الفاعلية أكبر أو تساوي β. وبما أن ناتج النيوترونات المتأخرة β مرتبط بنوع الوقود، فإنها بالنسبة للمفاعلات الحرارية التي تستخدم اليورانيوم ^{235}U تساوي $\beta=0.0065$ أي $\rho= 0.65x10^{-2}$ فقط. ويُلاحظ أن هذه القيمة صغيرة؛ ولهذا يجب جعل حد أثناء تصميم المفاعل على ألا يمكن في أي حال من الأحوال إضافة فاعلية أكبر أو مساوية لهذا الحد، لكي لا يصل المفاعل إلى الحالة الحرجة الفورية، ويخرج عن التحكم والسيطرة.

(٧,٤,٢) القفزة الفورية للفاعلية

عند إدخال أو إزالة كمية من الفاعلية ($|\rho| \leq \beta$) فجأة في قلب المفاعل تحصل قفزة فورية صعوداً أو نزولاً في قيمة فيض النيوترونات وقدرة المفاعل. وعند دراسة هذه القفزة واعتماد ست مجموعات من النيوترونات المتأخرة تصبح الحسابات معقدة بدون فائدة ملموسة، ولهذا فغالباً ما نفترض مجموعة واحدة للنيوترونات المتأخرة لدراسة هذه المسألة، الأمر الذي يسهل الحسابات ويوفي بالغرض لمعرفة التغيرات الأساسية الحاصلة. ولهذا نكتب من جديد نظام معادلات ديناميكي المفاعل بافتراض مجموعة واحدة من النيوترونات المتأخرة.

$$\frac{d\phi}{dt} = \left[\left(\frac{\rho-\beta}{l}\right)K \right]\phi + \lambda C$$
$$\frac{dC}{dt} = \beta\frac{K}{l}\phi - \lambda C \qquad (٧,٣٩)$$

لقد وجدنا حل هذا النظام في الفقرة السابقة (٧,٣,٤) وكان شكل فيض النيوترونات على النحو الآتي:

$$\phi(t) = A_1 e^{\omega_1 t} + A_2 e^{\omega_2 t} \tag{٧,٤٠}$$

حيث إن:

A_1 وA_2 : ثابتان يجب تحديدهما بالرجوع إلى الشروط الحدودية.

w_1 و w_2: فلقد حسبناهما سابقاً في المعادلة (٧,٣٣) من خلال دراسة معادلة الفاعلية أو افتراض مجموعة واحدة من النيوترونات المتأخرة أيضاً.

نحصل على الثابتين A_1 وA_2 بافتراض تركيز النظائر المشعة المولدة بالنيوترونات المتأخرة ثابت وكذلك فيض النيوترونات عند $t = 0$ قبل إدخال الفاعلية. وهذا ما يعبر عنه المعادلتان الآتيتان:

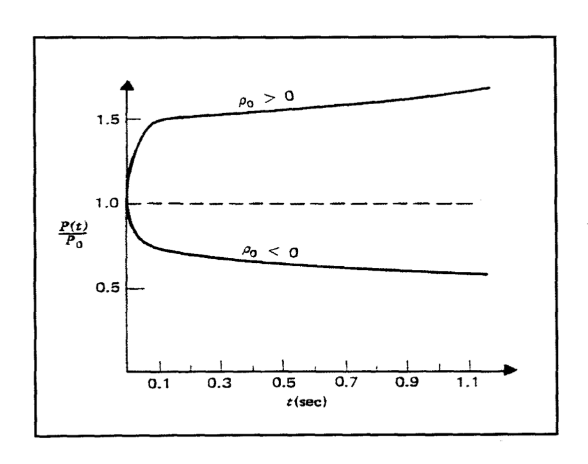
$$\begin{aligned} \frac{dC}{dt} = 0 \quad &\Rightarrow \quad C(0) = \frac{\beta K}{\lambda l}\phi_0 \\ \frac{d\phi}{dt} = 0 \quad &\Rightarrow \quad \phi(0) = \phi_0 \end{aligned} \tag{٧,٤١}$$

عند استعمال هذه الشروط الحدودية نحدد قيمة كل من الثابت A_1 وA_2 ثم نأخذ قيمة w_1 وw_2 من المعادلة (٧,٣٣) فيصبح فيض النيوترونات (٧,٤٠) على النحو الآتي:

$$\phi(t) = \phi_0\left[\left(\frac{\beta}{\beta-\rho}\right)\exp\left(\frac{\lambda\rho}{\beta-\rho}.t\right) - \left(\frac{\rho}{\beta-\rho}\right)\exp\left(-(\frac{\beta-\rho}{l}).t\right)\right] \tag{٧,٤٢}$$

ويوضح الشكل رقم (٧,٢) تغير هذا الفيض عند إضافة كمية من الفاعلية مقدارها $|\rho| = 0.0025$ لمفاعل وقوده اليورانيوم وله الخصائص الآتية $\beta = 0.0075$; $\lambda = 0.08\sec^{-1}$; $l = 10^{-3}\sec$. ويلاحظ أن قفزة الفيض (الحالة الانتقالية) تتزايد أو تتناقص أُسياً حسب إشارة الفاعلية وتستغرق هذه الحالة

حوالي 0.2 ثابتة، ثم بعد ذلك يصبح تغير الفيض أو قدرة المفاعل مع الزمن مرتبط بمدة دورة المفاعل التي تساوي $T = \frac{1}{w_1}$.



الشكل رقم (٧,٢). القفزة الفورية للفاعلية [١٣].

(٧,٤,٣) إطفاء المفاعل أو إيقافه

عند إطفاء (إخماد) المفاعل أو إيقافه فجأة أثناء الحالات الطارئة تدخل جميع قضبان التحكم إلى قلب المفاعل مما يجعل قيمة الفاعلية السالبة كبيرة جداً مقارنةً بناتج مجموع النيوترونات المتأخرة ($\rho >> \beta$). وينتج عن ذلك حالة انتقالية سريعة تتمثل في قفزة كبيرة نزولاً في قدرة المفاعل. هذه الحالة يمكن حسابها بافتراض المفاعل

مستقراً (K=1 , ρ=0) وناتج مجموعات النيوترونات المتأخرة ثابتاً قبل وحين إدخال الفاعلية t = 0 مما يعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$\frac{d\phi}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \sum_{i=1}^{6} \lambda_i C_i = \frac{\beta}{l} K \phi(0) \qquad (٧,٤٣)$$

يؤدي هذا الافتراض إلى اختصار نظام المعادلات التفاضلية لديناميكا المفاعل إلى معادلة تفاضلية واحدة تكتب على النحو الآتي:

$$\frac{d\phi}{dt} = [\frac{\rho - \beta}{l}.K]\phi(t) + \frac{\beta}{l} K \phi(0) \qquad (٧,٤٤)$$

يعطي حل هذه المعادلة مدى قفزة نزول الفيض أي قدرة المفاعل في اللحظات الأولى عند إدخال الفاعلية السالبة الكبيرة. ويكون حل هذه المعادلة كما يلي:

$$\phi(t) = \phi_0 e^{\omega t} + \frac{\beta \phi_0}{(\beta - \rho)K}[1 + e^{\omega t}] \qquad (٧,٤٥)$$

حيث إن:

$\frac{1}{T_p} \approx [\frac{(\rho - \beta)}{l} K] = w$: جذر معادلة الإين-آور

T_p : مدة دورة المفاعل للنيوترونات الفورية فقط.

نُلاحظ أن الدوال الأسية للفيض خلال هذه الحالة الانتقالية تحت تأثير النيوترونات الفورية فقط (T_p) مما يجعل هذه الدوال تتلاشى بسرعة، وتقفز قدرة المفاعل وفيض النيوترونات نزولاً في أقل من ثانية إلى القيمة الآتية:

$$\phi(t) \quad \rightarrow \quad \frac{\beta}{\beta - \rho} \phi_0 \qquad (٧,٤٦)$$

بعد هذه المرحلة الانتقالية يدخل المفاعل في حالة استقرار جديدة ويصبح افتراض ثبوت تركيز النظائر المشعة المولدة للنيوترونات غير واقعي؛ ولهذا يفضل

استعمال نظام المعادلات التفاضلية الأصلية للتعبير عن هذه الحالة الجديدة أو الاكتفاء باعتماد مجموعة واحدة من النيوترونات المتأخرة. ولقد تناولنا هذا الموضوع سلفاً (٧,٣,٤) ووجدنا أن فيض النيوترونات سرعان ما يصبح تحت تأثير النيوترونات المتأخرة خاصة والمتمثلة في مدة دورة المفاعل ($T = \frac{1}{w_1}$). وتؤول هذه المدة إلى أطول عمر النظائر المشعة المولدة للنيوترونات المتأخرة (λ_1) وهذا ما يعبر عنه بالمعادلة الآتية :

$$\phi(t) = A_1 e^{\omega_1 t} \quad \rightarrow \quad \phi_0 e^{t/T}$$
$$\rho \rightarrow -\infty \quad \Rightarrow \quad \omega_1 = -\lambda_1 \qquad (٧,٤٧)$$

مثال :

أوجد قدرة مفاعل نووي بعد ربع ساعة من محاولة طارئة لإطفائه بإدخال جل قضبان التحكم إذا كانت هذه العملية تعادل فاعلية سالبة مقدارها $\rho = -15\ \%$. علماً أن الوقود المستعمل يحتوي على اليورانيوم ^{235}U وقدرة المفاعل قبل هذا التدخل تساوي:
$P_0 = 900$ MWE

الحل :

عند إدخال كمية الفاعلية السالبة هذه ينزل فيض النيوترونات وقدرة المفاعل فجأة إلى المستوى P_1.

$$P_1 = \frac{\beta}{\beta - \rho} P_0$$
$$P_1 = \frac{0.0065}{0.0065 + 0.15} \times 900 = 0.042 \times 900 = 37.4\ MWE$$

بعد ذلك يتواصل نزول القدرة وفق المعادلة الآتية :

$$P = P_1 e^{-t/T}$$

حيث إن :

$$T = \frac{1}{\omega_1} = -\frac{1}{\lambda_1} = 80 \quad \text{sec}$$

$$P = 37.4 \times e^{-(15\times 60)/80} = 4.86\times 10^{-4}\, MWE$$

تجدر الإشارة إلى أن إدخال هذه الكمية من الفاعلية السالبة أدت إلى نزول قدرة المفاعل فجأة إلى حوالي 4 ٪ من قدرته الانشطارية الأصلية ، ولكن وصول هذه القدرة إلى الصفر أي توقف المفاعل تماماً لا تتم حتى بعد ربع ساعة ؛ وذلك لأن القدرة الناتجة عن الانشطارات لا يمكن إيقافها فجأة مهما كانت قيمة الفاعلية السالبة بسبب النيوترونات المتأخرة التي يتواصل إنتاجها في بعض أنواع المفاعلات إلى حوالي بضع ساعات. بالإضافة إلى ذلك ، فإن النظائر المشعة في قلب المفاعل تساهم أيضاً في حوالي ٧٪ من القدرة الإجمالية للمفاعل ، وهذا الجزء يتناقص تدريجياً حسب قانون تفكك النظائر المشعة ؛ ولهذا يجب تبريد المفاعل لمدة ساعات بعد عملية الإخماد في كل الحالات.

(٧,٥) الحالات الانتقالية الصغيرة للمفاعل

أثناء التشغيل العادي للمفاعل ، غالباً ما تكون تغيرات الفاعلية صغيرة للمحافظة على مستوى القدرة المطلوبة. وتتم هذه التعديلات عن طريق تحريك بسيط لقضبان التحكم أو إدخال أو إزالة مواد كيميائية ماصة للنيوترونات مع سائل التبريد. وعندما تكون تغيرات الفاعلية في حدود ١٪ أو أقل نلاحظ أن العامل w يصبح صغيراً أمام ثابت تفكك النظائر المشعة المولدة للنيوترونات المتأخرة ($\lambda i >> w$). وبالعودة إلى معادلة الفاعلية (٧,٢٤)، نجد أن بالإمكان في هذه الحالة إهمال w أمام λ_i في المقام لتصبح معادلة الفاعلية على النحو الآتي :

$$\rho \approx \omega(l + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\lambda_i}) \qquad (٧,٤٨)$$

ويستنتج من هذه المعادلة مدة الدورة المستقرة للمفاعل التي لها المعادلة الآتية:

$$T = \frac{1}{\omega} = \frac{1}{\rho}(l + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\lambda_i}) \qquad (٧,٤٩)$$

وبما أن متوسط عمر النيوترونات الانشطارية صغير ($l \approx 10^{-4}$ sec) أيضاً أمام $\Sigma \frac{\beta_i}{N_i}$ الخاص بالنيوترونات المتأخرة، فيمكن إهماله لتصبح المعادلة السابقة على النحو الآتي:

$$T \approx \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\lambda_i} \qquad (٧,٥٠)$$

تجدر الإشارة إلى أهمية هذه المعادلة التي تظهر تناسباً عكسياً بين الفاعلية ومدة دورة المفاعل عندما تكون تغيرات الفاعلية صغيرة ($|\rho| \le 1\%$)؛ ولهذا فإنها تستعمل كثيراً لقياس الفاعلية من خلال قياس مدة دورة المفاعل، علماً أن العامل $\Sigma \frac{\beta_i}{N_i}$ ثابت بنوع وقود المفاعل.

(٧,٥,١) العلاقة بين القدرة والفاعلية

عندما نبحث عن تغير القدرة مع الزمن لمفاعل مستقر نتيجة تغير بسيط للفاعلية نكتب من جديد معادلات ديناميكا المفاعل (٨,٣٩) ثم تعويض فيض النيوترونات بالقدرة على النحو الآتي:

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} + \lambda C(t)$$
$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} P(t) - \lambda C(t) \qquad (٧,٥١)$$

حيث إن:

P(t): قدرة المفاعل.

C(t) : تركيز المواد المشعة المولدة للنيوترونات المتأخرة.

$\Lambda = \frac{l}{K}$: عمر جيل النيوترونات الانشطارية.

أثناء بداية تغير الفاعلية يُمكن افتراض ثُبوت إنتاج المواد المشعة المولدة للنيوترونات المتأخرة أولاً وحساب تلك التغيرات البسيطة ثانياً. يمكن في هذه الحالة اختصار نظام المعادلات السابق ليصبح معادلة تفاضلية واحدة من الدرجة الأولى، وذلك بتعويض تركيز المواد المشعة بالقيمة الآتية:

$$\frac{dC(t)}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda C(0) = \frac{\beta}{\Lambda} P_0$$
$$\frac{dP(t)}{dt} = [\frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda}] + \frac{\beta}{\Lambda} P_0 \tag{٧,٥٢}$$

يُعرف الحل العام لهذا النوع من المعادلات التفاضلية وبغض النظر عن دالة الفاعلية $\rho(t)$ بالمعادلة الآتية:

$$P(t) = e^{I_1} [P_0 + \int_0^t dt' \lambda C(t).e^{-I_1}]$$
$$I_1 = \int_0^t [\frac{\rho(\tau) - \beta}{\Lambda}] d\tau \tag{٧,٥٣}$$

حيث إن:

$$\rho(t) = \begin{cases} 0; & t < 0 \\ \rho_0; & t \geq 0 \end{cases}$$

(٧,٥,٢) التغير البسيط الثابت للفاعلية

إذا كان المفاعل مستقراً في الحالة الحرجة ثم أُدخلت كمية صغيرة ثابتة من الفاعلية الموجبة، أو السالبة، تصبح معادلتا الفاعلية وقدرة المفاعل كما يلي:

$$\frac{dP(t)}{dt} = [\frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda}] P(t) + \frac{\beta}{\Lambda} P_0 \tag{٧,٥٤}$$

وعند تطبيق معادلة الحل (٧,٥٣) نحصل على النتيجة الآتية:

$$I_1 = \int_0^t [\frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda}] d\tau = (\frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda}) t$$

$$P(t) = \exp(\frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda}) t \, [P_0 + \frac{\beta}{\Lambda} P_0 \int_0^t e^{-\frac{(\rho_0 - \beta)}{\Lambda} t'} dt'] \quad (٧,٥٥)$$

$$= P_0 [\frac{\rho_0}{\rho_0 - \beta} \exp(\frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda}) t + \frac{\beta}{\beta - \rho_0}]$$

(٧,٥,٣) التغير الخطي للفاعلية

إذا كـان المفاعـل مستقراً في الحالـة الحرجـة، ثـم أُدخلـت كميـة صـغيرة خطيـة للفاعلية تصبح معادلتا الفاعلية وقدرة المفاعل على النحو الآتي:

$$\rho^{(t)} = \begin{cases} 0 & ; \quad t < 0 \\ \rho_0 + \mu t & ; \quad t \geq 0 \end{cases}$$

(٧,٥٦)

$$\frac{dP(t)}{dt} = [\frac{\rho_0 - \beta + \mu t}{\Lambda}] P(t) + \frac{\beta}{\Lambda} P_0$$

وعند تطبيق معادلة الحل (٧,٥٣) نحصل على النتيجة الآتية:

$$P(t) = e^{I_1} [P_0 + \frac{\beta P_0}{\Lambda} \int_0^t e^{-I_1} dt'] \quad (٧,٥٧)$$

حيث إن:

$$I_1 = \int_0^t (\frac{\rho_0 - \beta + \mu t}{\Lambda}) d\tau = (\frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda}) t + \frac{\mu}{2\Lambda} t^2 \quad (٧,٥٨)$$

يُلاحظ أن μ يمكن أن تكون موجبة أو سالبة، أما إذا كانت تساوي الصفر فنحصل على نتيجة الفقرة السابقة المتمثلة في المعادلة (٧,٥٥).

تجدر الإشارة إلى أن دوائر التحكم التي درسناها حتى الآن حسبناها مفتوحة، حيث لم نأخذ في الحسبان بظاهرة التـأثير المرتـد. لكـنَّ لـهـذه الظـاهرة دوراً مهمـاً يجعلـها تحد من ارتفاع قدرة المفاعل مـثلاً بسبب ارتفـاع درجـة حـرارة قلـب المفاعـل، وكـذلك تأثير عوامل أخرى سنتطرق لها في الفصل التاسع من هذا الكتاب إن شاء الله.

(٧,٦) تمارين

١ - عَرِّف أنواع النيوترونات في المفاعل النووي من حيث مصدرها.

٢- عَرِّف الفاعلية ثم أعطِ مثالاً لكل من الفاعلية الموجبة والفاعلية السالبة.

٣- اشرح العلاقة بين الفاعلية ومدة دورة المفاعل.

٤- ما هو دور النيوترونات المتأخرة أثناء التحكم في المفاعل؟

٥- هل يمكن إخماد المفاعل تماماً مباشرة؟ ولماذا؟

٦- يحتوي مفاعل نووي كبير الحجم على محلول متجانس من الماء واليورانيوم الطبيعي، وإذا كان هذا المفاعل في الحالة الحرجة $(K_{eff} = 1.0)$ ثم عند رفع مسافة قليلة لقضبان التحكم أصبح معامل التضاعف $K_{eff} = 1.0006$ فاحسبْ في هذه الحالة ما يلي:

أ) مدة دورة المفاعل عند إهمال النيوترونات المتأخرة.

ب) مدة دورة المفاعل عند الأخذ بتأثير النيوترونات المتأخرة.

٧- علماً أن حل معادلة انتشار النيوترونات للزمرة الواحدة يساوي

$$\phi(t) = A_1 \exp(w_1 t) + A_2 \exp(w_2 t)$$

أ) عَرِّف كُلاً من W_1 وW_2 في هذه المعادلة.

ب) أوجد العلاقة بين الفاعلية ودورة النيوترونات في المفاعل.

٨- ارسم تغير الفاعلية لمجموعة واحدة للنيوترونات المتأخرة الخاصة بمفاعل حراري يستعمل وقود اليورانيوم ^{235}U عندما يكون عمر النيوترونات الفورية يساوي $15^{-4}, 0$ و10^{-3} ثانية. علماً أن $\beta = 0.0065$ و$\lambda = 0.1$ sec . أوجدْ في حالة $lp = 10^{-3}$ sec دورة المفاعل عندما تكون:

أ) الفاعلية تساوي 0.1% +

ب) الفاعلية تساوي 10 cents−

ج) الفاعلية تساوي 1.00 $ +

٩- يشتغل مفاعل نووي للماء المضغوط (PWR) بوقود اليورانيوم U^{235} وعند مستوى ثابت للقدرة تساوي 10 mw (ملي واط). وعند رفع قدرة المفاعل إلى 10 MW (ميقاواط) فاحسبْ ما يلي:

أ) المدة الزمنية التي يصل فيها المفاعل إلى المستوى الجديد، علماً أن دورة المفاعل تساوي ١٥ دقيقة.

ب) مستوى القدرة والزمن اللازم لذلك عند إدخال فاعلية موجبة مقدارها ٥٪ عن المستوى الأصلي.

١٠- إذا كانت قدرة مفاعل نووي وقوده البلوتونيوم Pu^{239} تساوي 50MW لدفع غواصة حربية، ثم واجهت حالة طارئة استدعت إخماد المفاعل، وذلك بإدخال كل قضبان التحكم مما يعادل فاعلية مقدارها $\rho = 10\%$، فاحسبْ:

أ) قدرة المفاعل التي يصلها فجأة بعد هذه العملية.

ب) الزمن اللازم لتبريد المفاعل ليصل إلى التوقف التام، علماً أن أطول عمر نصف للنظائر المولدة للنيوترونات المتأخرة تساوي حوالي $T_{½} = 53{,}72$ sec.

الفصل الثامن

تطور مستوى الفاعلية أثناء تشغيل المفاعل

(٨,١) مقدمة

أثناء تشغيل المفاعل تحصل تغيرات فيزيائية وهندسية لقلب المفاعل، لها تأثير على مستوى الفاعلية ؛ ولهذا يجب دراسة كل العوامل الطبيعية والطارئة المؤثرة في التشغيل السليم للمفاعل، والتحكم فيه في كل الحالات. ومن بين العوامل الطبيعية الناتجة عن تشغيل المفاعل ارتفاع درجة حرارته التي تؤدي بدورها إلى تغير كثافة المواد المكونة للمفاعل، ومن ثم تغير الخصائص النووية للوقود والمهدئ والمبرد. ولهذه التغيرات تأثير مباشر في عامل التضاعف الفعَّال للمفاعل الذي يؤدي إلى تطور مستوى الفاعلية.

تساعد دراسة هذا التطور في التحكم السليم في المفاعل في كل الأحوال لإنتاج القدرة الكهربائية المطلوبة والمحافظة على سلامة المحطة. كذلك تؤدي عملية الانشطار

داخل قلب المفاعل إلى توليد عناصر جديدة كثيرة منها ما يصبح عائقاً أو ساماً لعملية الانشطار، حيث إن لبعض هذه العناصر لها قدرة كبيرة على امتصاص النيوترونات. ويؤثر تراكم هذه العناصر من خلال امتصاصها للنيوترونات في مستوى الفاعلية أيضاً؛ ولهذا يجب أيضاً دراسة تأثير تراكم هذه العناصر السامة وأخذها في الحسبان حتى بعد توقيف المفاعل. كذلك يحصل تغير طبيعي مع الزمن في نسبة العناصر الانشطارية أثناء تشغيل المفاعل، فمنها ما يستهلك، ومنها ما يتم توليده مع عناصر جديدة، منها المفيد، ومنها السام للتفاعل؛ ولهذا يجب الأخذ بعين الاعتبار بكل هذه التغيرات مع الزمن للحصول على توزيع أمثل للوقود في قلب المفاعل من بداية التصميم لإطالة عمر المفاعل.

(٨,٢) تأثر الفاعلية بتغير درجة الحرارة

ترتفع درجة حرارة قلب المفاعل تدريجياً منذ بداية التشغيل إلى مستوى محدد، كما تحصل أيضاً تغيرات في درجة حرارة الوقود أثناء تغير قيمة القدرة المنتجة، أو توقيف المفاعل. وتؤدي هذه التغيرات في درجة الحرارة إلى التأثير في الكثير من العوامل المرتبطة بعامل التضاعف الفعَّال، ومن ثم تطور مستوى الفاعلية. تأثُرُ الفاعلية بتغيرِ درجة حرارة قلب المفاعل مرتبط بما يحدث من تغيرات فيزيائية ونووية وهندسية لمكونات المفاعل. ومن التغيرات الفيزيائية المؤثرة نجد تغير الكثافة التي تؤدي بدورها إلى تغيرات نووية خاصة بالمقاطع العرضية للوقود والمهدئ إلى آخره. كذلك تغير درجة الحرارة يؤثر في الفاعلية من خلال تغير الأبعاد الهندسية لقلب المفاعل وكميات المواد المكونة له من خلال التمدد والتقلص.

(٨,٢,١) معامل الفاعلية لتغير درجة الحرارة

يُعبر معامل الفاعلية لتغير درجة الحرارة، α_T على تطور الفاعلية الذي يمكن كتابته بشكل عام على النحو الآتي:

$$\alpha_T = \frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T}.\frac{(K-1)}{K} = \frac{1}{K^2}.\frac{\partial K}{\partial T} \approx \frac{1}{K}\frac{\partial K}{\partial T} \qquad (٨,١)$$

حيث إن:

$\rho = \frac{K-1}{K}$: الفاعلية.

K: عامل التضاعف الفعَّال للمفاعل.

نلاحظ تعويض مربع قيمة عامل التضاعف الفعَّال، K^2 في المعادلة الأخيرة بقيمة K فقط، حيث إن هذا العامل قريب جداً، أو يساوي الواجد الصحيح في معظم الأحيان.

يحتوي عامل التضاعف الفعَّال على مجموعة من العوامل المستقلة ربما من المفيد التذكير بها في ما يلي:

$$K = K_\infty \times £ = \eta \varepsilon p f \times £ \qquad (٨,٢)$$

حيث إن:

η : معامل الانشطار الحراري.

ε : معامل الانشطار السريع.

p : معامل احتمال الهروب من الامتصاص.

f : معامل الاستعمال الحراري.

£: معامل احتمال عدم تسرب النيوترونات السريعة والحرارية.

يُمكن الآن حساب تأثير درجة الحرارة لكل معامل لوحده، وذلك عند أخذ اللوغاريتم لطرفي معادلة عامل التضاعف الفعال السابقة ثم تفاضلها وفق درجة الحرارة، وعلى سبيل المثال:

$$\ln(K) = \ln(\varepsilon \eta f £) + \ln(p)$$

$$\frac{d}{dT}[\ln(K)] = \frac{1}{K}\frac{dK}{dT}[\ln(p)] = \frac{1}{p}\frac{dp}{dT} \qquad (٨,٣)$$

يُؤدي استعمال الطريقة الحسابية نفسها إلى الحصول على المعادلة النهائية لمعامل الفاعلية لتغير درجة الحرارة الآتية:

$$\alpha_T = \frac{1}{\eta}\frac{\partial \eta}{\partial T} + \frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} + \frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial T} + \frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial T} + \frac{1}{£}\frac{\partial £}{\partial T} \qquad (٨,٤)$$

تجدر الإشارة إلى أن ارتفاع أو انخفاض درجة الحرارة يحصل أولاً في الوقود نتيجة التفاعلات النووية، ثم ينتقل بعد ذلك إلى المهدئ والمبرد. ولهذا، فإن التأثير الفوري لتغير درجة الحرارة يكون مصدره الوقود، أما التأثير المتأخر فيكون مصدره المهدئ والمبرد والمكونات الأخرى لقلب المفاعل؛ ولذلك سندرس تأثير تغير درجة الحرارة في الفاعلية وفق هذا الترتيب.

(٨,٢,٢) عوامل الفاعلية لتغير درجة حرارة الوقود

تتلخص عوامل الفاعلية لتغير درجة حرارة الوقود في التأثيرات التي تحصل لمعامل احتمال الهروب من الامتصاص p، ولمعامل الاستعمال الحراري، f؛ وذلك لأن تغير درجة حرارة الوقود ليس له تأثير يُذكر على معامل احتمال عدم التسرب £. أما تأثير هذا التغير على المعامل ε، والمعامل η، فهو صغير جداً وفي بعض الحالات فقط؛ ولهذا يمكن إهماله مقارنة بتأثر العاملين الأولين. وهكذا تصبح عوامل الفاعلية لتغير درجة حرارة الوقود كما يلي:

$$\alpha_{T_F} = \frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial T_F} + \frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial T_F} \qquad (٨,٥)$$

حيث إن:

T_F: درجة حرارة الوقود.

(٨,٢,٢,١) تأثر معامل احتمال الهروب من الامتصاص

يُؤدي تغير درجة حرارة الوقود إلى تأثير فوري لمعامل احتمال الهروب من الامتصاص عن طريق مفعول ظاهرة "دوبلر" المعروفة، حيث تتسع قواعد قمم المقاطع العرضية للامتصاص وفق مفعول هذه ظاهرة، فيزداد امتصاص النيوترونات. ويؤدي تغير درجة حرارة الوقود أيضا إلى تغير الكثافة. ومن ثم إلى زيادة أو نقصان في امتصاص النيوترونات، إلا أن هذا التأثير أقل من السابق.

أولاً: تأثير مفعول ظاهرة دوبلر

يتمثل مفعول ظاهرة دوبلر بالنسبة للمفاعلات الحرارية في اتساع المقطع العرضي لامتصاص النيوترونات المتوسطة في منطقة الرنين من طرف الذرات الثقيلة غير الانشطارية في الوقود، مثل اليورانيوم ^{238}U. ويمكن حساب هذا التأثير عن طريق معامل احتمال الهروب من الامتصاص الذي يكتب وفق المعادلة الآتية:

$$p = \exp[-\frac{N_F}{\xi \Sigma_p}.I] \qquad (٨,٦)$$

حيث إن:

$\frac{N_F}{\xi \Sigma_p}$: قدرة التهدئة حسب كثافة ذرات الوقود N_F.

علما أن: $\Sigma_p = \frac{V_F}{\Sigma_M V_M}$ حيث إن V_F, V_M, Σ_M المقطع العرضي المجهاري، حجم المهدئ، حجم الوقود تتالياً.

$\xi = \frac{\phi_M}{\phi_F}$ الذي يعرف بعامل الضرر الحراري لأفياض النيوترونات.

I : التكامل الفعَّال للرنين.

وهكذا يمكن كتابة المعامل الحراري لمفعول ظاهرة دوبلر على النحو الآتي:

$$\alpha_{T_F}^{D} = \frac{\partial \rho}{\partial T_F} \approx \frac{1}{K} \cdot \frac{\partial K}{\partial T_F} = \frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial T_F} = Ln(p)(\frac{1}{I}\frac{\partial I}{\partial T_F}) \qquad (٨,٧)$$

ولقد أدت العديد من البحوث النظرية والتجارب العملية إلى استنتاج المعادلة الآتية الخاصة بتغير التكامل الفعَّال للرنين حسب درجة الحرارة ونوع الوقود على النحو الآتي:

$$I(T_F) = I(300^\circ K)[1 + \beta\sqrt{T(^\circ K)} - \sqrt{300^\circ K}] \qquad (٨,٨)$$

$$I(300^\circ K) = 11.6 + 22.8(\frac{S_F}{M_F})$$

حيث إن:

S_F: مساحة قلم الوقود.

M_F: وزن قلم الوقود.

β: ثابت مرتبط بنوع الوقود، فمثلاً:

$$^{238}UO_2 \rightarrow \quad \beta = 61\times 15^{-4} + 47\times 10^{-4}(\frac{S_F}{M_F}) \qquad (٨,٩)$$

$$^{232}ThO_2 \quad \rightarrow \quad \beta = 97\times 10^{-4} + 120\times 10^{-4}(\frac{S_F}{M_F}) \qquad (٨,١٠)$$

باستعمال ما سبق نستنتج معادلة عامل الحرارة لمفعول ظاهرة دوبلر الفورية للوقود الآتية:

$$\alpha_{T_F}^{D} = -\ln[\frac{1}{p(300^\circ K)}] \cdot \frac{\beta}{2\sqrt{T_F}(^\circ K)} \qquad (٨,١١)$$

ثانياً: تأثير تغير كثافة الوقود

عندما ترتفع درجة حرارة الوقود يتمدد وتقل كثافته فيقل الامتصاص الرنيني للنيوترونات، ويتأثر المعامل p لتناقص هذا الامتصاص في الوقود. أما المعادلة التي تُعبر عن هذه الظاهرة فتكون على النحو الآتي:

$$\begin{aligned} \alpha_{T_F}^{d} &= \frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial N_F}.\frac{\partial N_F}{\partial T_F} \\ &= \ln(p)(\frac{1}{N_F}.\frac{\partial N_F}{\partial T_F}) = -3\,\theta_F \ln(p) \end{aligned} \qquad (٨,١٢)$$

حيث إن:

N_F: الكثافة الذرية للوقود.

θ_F: العامل الخطي لتمدد مادة الوقود.

وهكذا يصبح عامل الفاعلية الإجمالي لتغير درجة حرارة الوقود الناتج عن تغير معامل احتمال الهروب من الامتصاص الذي له تأثير فوري في مستوى الفاعلية كما يلي:

$$\alpha_{T_F}^{P} = \alpha_{T_F}^{D} + \alpha_{T_F}^{d} \qquad (٨,١٣)$$

تجدر الإشارة إلى أن العامل $\alpha_{T_F}^{P}$ يعدُّ من أكبر العوامل المؤثرة في مستوى الفاعلية، ويكون عادة سالباً عند ارتفاع درجة حرارة الوقود.

(٨,٢,٢,٢) تأثر معامل الاستعمال الحراري

تُكتب معادلة معامل الاستعمال الحراري وفق معدل المقاطع المجهارية الفعَّالة لخلية الوقود والمهدئ على النحو الآتي:

$$f = \frac{\Sigma_{aF}^{eff}}{\Sigma_{aF}^{eff} + \Sigma_{aM}^{eff}} = \frac{\Sigma_a^F}{\Sigma_a^F + \Sigma_a^M} \qquad (٨,١٤)$$

حيث إن :

Σ_a^F و Σ_a^M : معدل المقطع العرضي المجهاري الفعَّال لكل من الوقود والمهدئ تتالياً.

وهكذا يكون عامل الفاعلية الخاص بمعامل الاستعمال الحراري f الفوري سالباً عند ارتفاع درجة حرارة الوقود وفق المعادلة الآتية :

$$\alpha_{T_F}^{f} = \frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial T_F} \approx (1-f)[\frac{1}{2T_F} - \frac{1}{\Sigma_a^F}\frac{\partial \Sigma_a^F}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial T_F} + 3\theta_F] \qquad (٨,١٥)$$

حيث إن :

$\xi = \frac{\overline{\phi_M}}{\overline{\phi_F}}$: عامل الضرر الحراري لأفياض النيوترونات الذي يتأثر أيضاً بتغير درجة الحرارة. أما θ_F فيمثل العامل الخطي لتمدد مادة الوقود.

(٨,٢,٣) عوامل الفاعلية لتغير درجة حرارة المهدئ والمبرد

تُؤثر تغيرات درجة حرارة المهدئ والمبرد على عامل التضاعف الفعَّال من خلال تغير المقاطع العرضية الحرارية ، وتغير كثافة هذه المواد. ويعدُّ تأثير تغير المقاطع العرضية في الفاعلية بسيطاً مقارنةً بتغير كثافة المهدئ والمبرد ، خاصة عندما يكونان سائلين. وبالعودة إلى المعادلة الأساسية (٨,٤) نرى أن العوامل التي تتأثر بتغير درجة حرارة المهدئ والمبرد هي فقط ثلاثة عوامل ، علماً أن العاملين η ، وε لا يتأثران تقريباً بهذه التغيرات وهكذا تصبح عوامل الفاعلية المتأخرة والخاصة بالمهدئ والمبرد على النحو الآتي :

$$\alpha_{T_M} = \alpha_{T_M}(p) + \alpha_{T_M}(f) + \alpha_{T_M}(£) \qquad (٨,١٦)$$

(٨,٢,٣,١) تأثر معامل احتمال الهروب من الامتصاص

تُؤدي تغيرات درجة حرارة المهدئ والمبرد إلى تغيرات كبيرة للكثافة خاصة عندما يكونان سائلين ، كما هو الحال في مفاعلات الماء (BWR) و(PWR). عند ارتفاع

درجة الحرارة مثلاً يتمدد السائل فيفقد قلب المفاعل كمية من المهدئ، ويكون فقدان السائل أكبر في مفاعلات الماء المغلي (BWR) من خلال التبخر وخلق فراغات (فقاعات) داخلية نتيجة هذه العملية. تناقص كمية ذرات المهدئ والمبرد وفراغات التبخر في قلب المفاعل تجعل المعامل p يتناقص، ومن ثم يصبح عامل الفاعلية $\alpha_{T_F}^{P}$ سالباً، كما هو واضح من خلال المعادلة الآتية:

$$\alpha_{T_M}^{P} = \frac{1}{P}.\frac{\partial P}{\partial T_M}.\frac{\partial N_M}{\partial T_M} = -Ln(p)(\frac{1}{N_M}.\frac{\partial N_M}{\partial T_M}) = 3\theta_M.Ln(p) \qquad (٨,١٧)$$

حيث إن:

N_M : الكثافة الذرية للمهدئ.

θ_M : العامل الخطي لتمدد مادة المهدئ.

(٨,٢,٣,٢) تأثر معامل الاستعمال الحراري

لا يتأثر معامل الاستعمال الحراري كثيراً عندما يكون المهدئ صلباً والمبرد على شكل غاز له قدرة امتصاص صغيرة للنيوترونات. لكن عندما يكون المهدئ والمبرد سائلين، فإن فقدان قلب المفاعل كميات منهما نتيجة ارتفاع درجة حرارتهما كما سبق شرحه، يؤدي إلى زيادة قيمة المعامل f، ومن ثم يصبح عامل الفاعلية $\alpha_{T_M}^{f}$ موجباً، كما هو واضح من خلال المعادلة الآتية:

$$\alpha_{T_M}^{f} = \frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial T_M} \approx (1-f)[\frac{1}{\sum_a^M}\frac{\partial \sum_a^M}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial T_M} + 3\theta_M] \qquad (٨,١٨)$$

حيث إن:

$\sum_a^M$: المقطع العرضي الجهاري الفعّال للمهدئ.

ξ : عامل الضرر الحراري لأفياض النيوترونات.

θ_M : عامل التمدد الخطي للمهدئ.

(٨,٢,٣,٣) تأثر معامل احتمال عدم تسرب النيوترونات

يؤدي ارتفاع درجة حرارة المهدئ والمبرد إلى تغير قيمة معامل احتمال عدم تسرب النيوترونات من خلال تغير طول هجرة النيوترونات وأبعاد قلب المفاعل نتيجة التمدد. وعند كتابة معادلة معامل احتمال عدم تسرب النيوترونات بدلالة مساحة الهجرة، M^2 والانحناء الهندسي B_g^2 نحصل على ما يلي:

$$£ = \frac{1}{1+M^2B_g^2} \qquad (٨,١٩)$$

أما عامل الفاعلية الناتج عن تأثر المعامل £، فيُحسب بتفاضل المعادلة السابقة وفق درجة حرارة المهدئ على النحو الآتي:

$$\begin{aligned} \alpha_{T_M}^{£} &= \frac{1}{£}\frac{\partial £}{\partial T_M} = -\frac{M^2B_g^2}{1+M^2B_g^2}\left(\frac{1}{M^2}\frac{\partial M^2}{\partial T_M}+\frac{1}{B_g^2}\cdot\frac{\partial B_g^2}{\partial T_M}\right) \\ &= \frac{M^2B_g^2}{1+M^2B_g^2}\left(\frac{2}{l_R}\frac{\partial l_R}{\partial T_M}-6\theta_M-\frac{1}{2T_F}+\frac{1}{1-f}\frac{\partial f}{\partial T}\right) \end{aligned} \qquad (٨,٢٠)$$

حيث إن:

$l_R = \frac{G}{B_g^2}$: قيمة مرتبطة بأبعاد المفاعل، وG ثابت مرتبط بالشكل الهندسي للمفاعل.

يُلاحظ أن عامل الفاعلية $\alpha_{T_M}^{£}$ يحتوي على جزء سالب ناتج عن زيادة تسرب النيوترونات عند انخفاض الكثافة، وعلى جزء موجب ناتج عن تمدد بسيط لأبعاد المفاعل، مما يجعل عادة هذا الجزء صغيراً؛ ولهذا فإن مجموع هذين الجزءين يكون سالباً بالنسبة لمفاعلات الماء الحرارية.

(٨,٢,٣,٤) ملاحظات عامة

يوضح الجدول رقم (٨,١) قيم مختلف عوامل الفاعلية الناتجة عن تغير درجة الحرارة لبعض المفاعلات الحرارية. ويُلاحظ أن معظم هذه القيم سالبة.

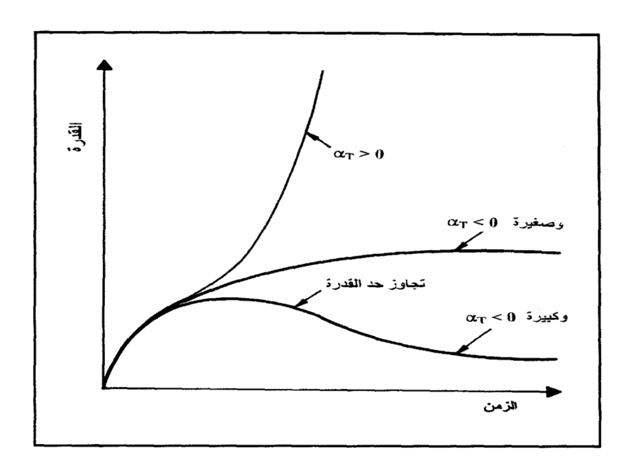
الجدول رقم (٨,١). قيم عوامل الفاعلية الناتجة عن تغير درجة الحرارة (الوحدة).

المفاعل	HTGR	PWR	BWR
عامل مفعول دوبلر	7-	-4 إلى -1	-1 إلى -4
المهدئ	1+	-50 إلى -8	-50 إلى -8
المبرد	-	-	-100 إلى -800
تمدد قلب المفاعل	≈ 0	≈ 0	≈ 0

تجدر الإشارة إلى أن سلامة المفاعل تقتضي أن يكون مجموع عوامل الفاعلية الناتجة عن تغير درجة الحرارة سالباً لكي يكون المفاعل متزناً ؛ ذلك لأنه عندما يكون عامل الفاعلية α_T موجباً يصبح المفاعل غير متزن، ويصعب التحكم فيه، حيث يؤدي ارتفاع الحرارة إلى ارتفاع القدرة بسرعة، مما يرفع درجة الحرارة من جديد، وهكذا حتى ذوبان قلب المفاعل، وربما أدى إلى كارثة إنْ لم يتم التدخل خارجياً. لكن عندما يكون هذا العامل سالباً، فإن ارتفاع درجة الحرارة لسببٍ أو لآخر يُولد فاعليةً سالبةً تحد من قدرة المفاعل وتعيده تلقائياً إلى المستوى السابق بدون تدخل خارجي. ويوضح الشكل رقم (٨,١) تغير قدرة المفاعل مع الزمن حسب إشارة عامل الفاعلية الناتج عن تغيرات درجة حرارة قلب المفاعل.

(٨,٣) تأثر الفاعلية بتراكم المواد السامة للتفاعل

أثناء عملية الانشطار تُولد عناصر جديدة كثيرة لكل منها قدرة معينة لامتصاص النيوترونات ؛ مما يجعل عامل التضاعف الفعَّال يتناقص تدريجياً بسبب تراكم هذه العناصر في قلب المفاعل. ونخص بالذكر عنصري الزينون (Xe) والسمريوم (Sm) للذين لهما قدرة كبيرة على امتصاص النيوترونات، مما يجعلهما على رأس قائمة العناصر السامة للتفاعل ؛ ولهذا سندرس تأثير كل منهما على الفاعلية في مراحل تشغيل المفاعلات الحرارية.



الشكل رقم (٨,١). تغير القدرة مع الزمن حسب إشارة عامل الفاعلية الناتج عن تغير درجة الحرارة.

(٨,٣,١) تأثر عامل التضاعف بالعناصر السامة

يتأثر عامل التضاعف الفعَّال بتركيز العناصر السامة من خلال معامل الاستعمال الحراري f خاصة، أما تغير قيم بقية المعامل الأخرى فهي محدودة جداً ولا تذكر. وهكذا يمكن كتابة الفاعلية الناتجة عن تراكم العناصر السامة لمفاعل حراري حرج على النحو الآتي:

$$\rho_p = \frac{K - K_0}{K} = \frac{f - f_0}{f} \qquad (٨,٢١)$$

حيث إن :

K_0 : عامل التضاعف الفعَّال.

f_0: معامل الاستعمال الحراري عند الحالة الحرجة للمفاعل في بداية التشغيل.

K و f : يمثلان العوامل نفسها لكن عند وجود عناصر سامة في قلب المفاعل أي بعد تشغيله بفترة.

علماً أن معامل الاستعمال f_0 له المعادلة الآتية :

$$f_0 = \frac{\overline{\Sigma}_a^F}{\overline{\Sigma}_a^F + \overline{\Sigma}_a^M} \quad (٨,٢٢)$$

أما عند وجود العناصر السامة ، فإن معامل الاستعمال الحراري f له المعادلة الآتية :

$$f = \frac{\overline{\Sigma}_a^F}{\overline{\Sigma}_a^F + \overline{\Sigma}_a^M + \overline{\Sigma}_a^p} \quad (٨,٢٣)$$

حيث إن :

$\overline{\Sigma}_a^F$: معدل المقطع العرضي المجهاري لامتصاص النيوترونات بالوقود.

$\overline{\Sigma}_a^M$: معدل المقطع العرضي المجهاري لامتصاص النيوترونات بالمهدئ.

$\overline{\Sigma}_a^p$: معدل المقطع العرضي المجهاري لامتصاص النيوترونات بالعناصر السامة.

يمكن الآن اشتقاق معادلة الفاعلية الناتجة عن تراكم العناصر السامة في قلب المفاعل من المعادلات السابقة على النحو الآتي :

$$\rho_p = \frac{f - f_0}{f} = -\frac{\overline{\Sigma}_a^p}{\overline{\Sigma}_a^F + \overline{\Sigma}_a^M} \quad (٨,٢٤)$$

(٨,٣,٢) فاعلية العناصر السامة

يُفضل عادة صياغة المعادلة (٨,٢٤) على شكل عملي لحساب فاعلية العناصر السامة ، وذلك بتعويض المقام بقيمته المشتقة من معادلة عامل التضاعف الفعَّال لمفاعل

حرج وبدون العناصر السامة مع إهمال معامل التسرب النيوترونات £ الذي لا يتأثر بوجود هذه العناصر في قلب المفاعل.

$$K = \varepsilon p \eta f \times £ \approx \varepsilon p \frac{\nu \Sigma_f}{\overline{\Sigma}_a} \cdot \frac{\overline{\Sigma}_a^F}{\overline{\Sigma}_a^F + \overline{\Sigma}_a^M} = 1 \qquad (٨,٢٥)$$

$$\Rightarrow \overline{\Sigma}_a^F + \overline{\Sigma}_a^M = \nu \varepsilon p \Sigma_f$$

حيث إن:

$\overline{\Sigma}_F$: المقطع العرضي المجهري للوقود.

وأخيراً تصبح معادلة فاعلية العناصر السامة عند تعويض المقام على الشكل الآتي:

$$\rho_p = -\frac{\overline{\Sigma}_a^p}{\nu p \varepsilon \Sigma_f} \qquad (٨,٢٦)$$

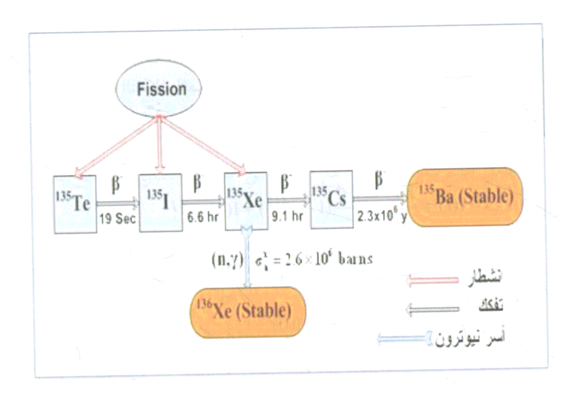
(٨,٤) تسمم التفاعل بعنصر الزينون

يُعدُّ الزينون ^{135}Xe من أكثر العناصر الماصة للنيوترونات والسامة للتفاعل، حيث يتمتع بمقطع مجهري لامتصاص النيوترونات الحرارية كبير جداً، ويساوي $2.6\text{x}10^6$ بارن، بالإضافة إلى أن نسبة إنتاجية عالية أثناء انشطار المواد الثقيلة، كما هو موضح في الجدول رقم (٨,٢) الآتي:

الجدول رقم (٨,٢). نسبة إنتاج بعض العناصر السامة للتفاعل عند انشطار المواد الثقيلة.

المادة الانشطارية	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
$\gamma_{Te}135$	0.051	0.061	0.055
$\gamma_{Xe}135$	0.003	0.003	0.011

يُنتج الزينون ^{135}Xe عن طريق تفكك عنصر الأيودين ^{135}I وانشطار المواد الثقيلة كما هو موضح في الشكل رقم (٨,٢) الآتي:



الشكل رقم (٨,٢). إنتاج عنصر ^{135}Xe السام في قلب المفاعل.

نلاحظ أن عمر نصف تفكك التكنيسيوم ^{135}Te $(T_{1/2} = 19 \text{ sec})$ قصير جداً ؛ ولهذا يمكن اعتبار أن الأيودين ^{135}I يُنتج مباشرة بالانشطار وبالنسبة نفسها ؛ ولهذا يمكن كتابة نظام معادلات إنتاج الزينون وتفككه على النحو الآتي :

$$\frac{dI(t)}{dt} = \gamma_{Te} \Sigma_f \phi - \lambda_I I$$

$$\frac{dX(t)}{dt} = \gamma_{xe} \Sigma_f \phi + \lambda_I I - (\lambda_x + \sigma_a^x \phi) X \qquad (٨,٢٧)$$

حيث إن :

X : عدد ذرات الزينون.

I : عدد ذرات الأيودين.

σ_a^X : المقطع العرضي المجهري للزنون.

γ : نسبة الإنتاج عند كل انشطار.

λ : ثابت التفكك للعناصر المذكورة.

الحل الرياضي لنظام المعادلات (٨,٢٦) يعطي كمية تركيز ذرات الأيودين والزينون مع الزمن، ويكون ذلك على النحو الآتي:

$$\mathrm{I}(t) = \frac{\gamma_{Te} \sum_f \phi}{\lambda_\mathrm{I}}(1 - e^{\lambda_\mathrm{I} t}) + \mathrm{I}(0)e^{-\lambda_I t}$$

$$\begin{aligned} \mathrm{X}(t) &= \frac{(\gamma_{T_e} + \lambda_{xe})\sum_f \phi}{\lambda_x + \sigma_a^x \phi}[1 - e^{-(\lambda_x + \sigma_a^x \phi)t}] \\ &+ \frac{\gamma_{Te} \sum_f \phi - \lambda_\mathrm{I}\mathrm{I}(0)}{\lambda_x - \lambda_\mathrm{I} + \sigma_a^x \phi}[e^{-(\lambda_x + \sigma_a^x \phi)t} - e^{-\lambda_\mathrm{I} t}] \\ &+ \mathrm{X}(0)e^{-(\lambda x + \sigma_a^x \phi)t} \end{aligned} \qquad (٨,٢٨)$$

(٨,٤,١) فاعلية الزينون عند الاتزان

نُلاحظ أن عمر نصف الأيودين $^{135}\mathrm{I}$ والزينون $^{135}\mathrm{Xe}$ قصيران جداً، والمقطع العرضي المجهري للزنون كبير جداً؛ لذلك فإن تركيز هذين العنصرين يصل بسرعة إلى أكبر قيمة لهما، أو ما يسمى بقمة الاتزان بين الإنتاج والتفكك. ويمكن حساب قيم تركيز الاتزان باعتبار أن الزمن يساوي ما لا نهاية $(t = \infty)$ في معادلات حل النظام (٨,٢٨)، أو جعل نظام تطور تركيز ذرات الأيودين (٨,٢٧) يساوي الصفر. وفي كلتا الحالتين نحصل على قيم الاتزان الآتية:

$$\mathrm{I}_{eq}(\infty) = \frac{\gamma_\mathrm{I} \sum_f \phi}{\lambda_\mathrm{I}}$$

$$\mathrm{X}_{eq}(\infty) = \frac{(\gamma_{Te} + \gamma_{xe})\sum_f \phi}{\lambda_x + \sigma_a^x \phi} \qquad (٨,٢٩)$$

يمكن الآن حساب فاعلية الزينون بالرجوع إلى المعادلة (٨,٢٦) الخاصة بفاعلية العناصر السامة، وذلك باستعمال كمية الزينون عند الاتزان.

$$\rho_{xe} = -\frac{\overline{\Sigma}_a^p}{\nu p\varepsilon \Sigma_f} = -\frac{\sigma_a^x X_{eq}}{\nu p\varepsilon \Sigma_f} \qquad (٨,٣٠)$$

وعند تعويض تركيز الزينون بقيمتها السابقة عند الاتزان، واعتبار أن المفاعل حرج وعامل الضرب $(\varepsilon p = 1)$، مع القليل من الترتيب نحصل على معادلة فاعلية الزينون الآتية:

$$\rho_{ex} = -\frac{(\gamma_{Te} + \gamma_{Xe})\phi}{\nu\left(\frac{\lambda_X}{\sigma_a^X} + \phi\right)} = -\frac{(\gamma_{Te} + \gamma_{Xe}}{\nu}\frac{\phi}{\phi_X + \phi} \qquad (٨,٣١)$$

حيث إن:

$$T = 20^0 \quad ; \qquad (cm^{-2}/\sec) \quad 0.756\times 10^{13} = \frac{\lambda_X}{\sigma_a^X} = \phi_X$$

واستنادًا إلى الجزء الأخير من المعادلة (٨,٣١) لفاعلية الزينون، يُمكن استنتاج حالتين مهمتين:

الأولى: إذا كان فيض النيوترونات صغيراً، $\phi << \phi_X$، فإن فاعلية الزينون تتغير خطياً مع الفيض.

$$\rho_{xe} = -\frac{(\lambda_{Te} + \gamma_{xe})\phi}{\nu\,\phi_x} \qquad (٨,٣٢)$$

الثانية: إذا كان فيض النيوترونات كبيراً $\phi >> \phi_X$ كما هو الحال في مفاعلات القدرة الكهربائية، فإن فاعلية الزينون تأخذ أكبر قيمة، وذلك عند اتزان إنتاج الزينون (Xe_{eq}).

$$\rho_{xe} = -\frac{(\lambda_{Te} + \gamma_{xe})}{\nu} \qquad (٨,٣٣)$$

وبالنسبة لوقود اليورانيوم ^{235}U فإن هذه القيمة تساوي :

$$\rho_{xe} = -\frac{0.063}{2.42} = -0.026$$

(٨,٤,٢) تطور فاعلية الزينون عند توقف المفاعل

عند توقف المفاعل ، ينتهي إنتاج الزينون عن طريق الانشطارات ، وكذلك استهلاكه عن طريق امتصاصه للنيوترونات ، لكن يبقى إنتاجه متواصلاً عن طريق تفكك الأيودين. ولهذا ؛ فإن تركيزه يتزايد عند توقف المفاعل حتى يصل بعد فترة من الزمن إلى قمة ثم يتناقص من جديد وفق قانون التفكك الإشعاعي الخاص به.

تعمل حسابات فاعلية تطور الزينون لمفاعل تم توقيفه بعد الوصول إلى مرحلة اتزان إنتاج الزينون على إعادة كتابة حل نظام المعادلات (٨,٢٨) لتركيز ذرات الأيودين والزينون مع الأخذ في الحسبان بالشروط الحدودية الآتية :

$$X(0) = Xeq \quad , \quad I(0) = Ieq \quad , \quad 0 = \phi$$

ونحصل في هذه الحالة على تطور تركيز ذرات الأيودين والزينون وفق المعادلات الآتية :

$$\begin{aligned} I(t) &= I_{eq}\, e^{-\lambda_I t} \\ X(t) &= X_{eq}\, e^{-\lambda x t} + I_{eq} \frac{\lambda_I}{\lambda_I + \lambda_x}\left(e^{-\lambda_x t} - e^{-\lambda_I t}\right) \end{aligned} \qquad (٨,٣٤)$$

وبالعودة إلى معادلة الفاعلية (٨,٣٠) نحسب فاعلية الزينون عند توقف المفاعل على النحو الآتي :

$$\rho_{xe} = -\frac{1}{\nu p \varepsilon}\left[\frac{(\gamma_{Te} + \gamma_X)\phi}{\phi_X + \phi} e^{-\lambda_x t} + \frac{\gamma_{Te}\phi}{\phi_I - \phi_X}\left(e^{-\lambda_x t} - e^{-\lambda_I t}\right)\right] \qquad (٨,٣٥)$$

حيث إن :

$$T = 20^0 \qquad , \quad (cm^{-2}/\sec) \quad 1.055\times10^{13} = \frac{\lambda_I}{\sigma_a^X} = \phi_I$$

يُلاحظ أن مستوى فاعلية الزينون مرتبط بقيمة فيض النيترونات قبل توقف المفاعل.

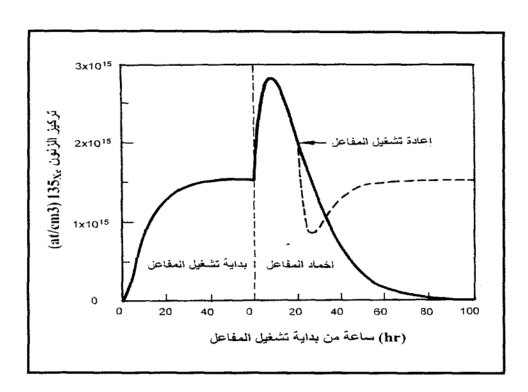
يمكن الآن حساب الزمن الذي تصل فيه فاعلية الزينون إلى القمة بعد توقف المفاعل، وذلك بجعل تفاضل المعادلة السابقة يساوي الصفر، فنحصل أخيراً على ما يلي :

$$t_{\max} = \frac{1}{\lambda_I - \lambda_x}\left[\frac{\lambda_I / \lambda_x}{1 + \frac{\lambda_x}{\lambda_I}\left(\frac{\lambda_I}{\lambda_x} - 1\right)\frac{X_{eq}}{I_{eq}}}\right] \qquad (٨,٣٦)$$

$$t_{\max} \to \frac{1}{\lambda_I + \lambda_x} Ln\left(\frac{\lambda_I}{\lambda_x}\right) = 11.6 \text{ hours} \qquad (٨,٣٧)$$

$$\phi >> \phi_x$$

يُوضح الشكل رقم (٨,٣) تطور تركيز الزينون في مختلف مراحل تشغيل المفاعل، الذي له ارتباط وثيق بالفاعلية. ويُلاحظ أن تشغيل المفاعل من جديد قبل انتهاء تفكك الزينون يحتاج إلى مخزون إضافي من الفاعلية الموجبة (وذلك برفع قطبان التحكم مثلاً)، للتخلص من فاعلية الزينون السالبة، وتشغيل المفاعل. لكن عندما يكون مخزون الفاعلية غير كافٍ، فلا يمكن تشغيل المفاعل لفترة محددة تسمى بزمن موت المفاعل. وتنتهي هذه الفترة الزمنية عندما يتناقص تركيز الزينون بقدر كافٍ عن طريق التفكك.



الشكل رقم (٨,٣). تركز ذرات الزينون في مختلف مراحل تشغيل المفاعل [١٦].

(٨,٤,٣) علاقة فاعلية الزينون بقدرة المفاعل

يُؤدي تغير قدرة المفاعل أثناء التشغيل إلى تغير في تركيز الأيودين والزينون في قلب المفاعل، ومن ثم تغير في مستوى فاعلية الزينون أيضاً. فعند تغير مستوى فيض النيوترونات مع الزمن من Φ_0 إلى Φ_1 وبحساب أن المفاعل وصل قبل هذا التغير إلى مرحلة الاتزان، فإن الشروط الحدودية لحل معادلات التركيز (٨,٢٨) تصبح كما يلي:

$$X(0) = Xeq \qquad , \quad I(0) = Ieq \qquad \Leftarrow \quad \phi_1 = \phi_0$$

وهكذا تصبح معادلات تركيز ذرات الأيودين والزينون عند تغير قدرة المفاعل، أي عند تغير فيض النيوترونات من Φ_0 إلى Φ_1 على النحو الآتي:

$$I(t) = I_{eq}(\phi_1)[1 - \frac{\phi_1 - \phi_0}{\phi_1} e^{-\lambda_I t}]$$

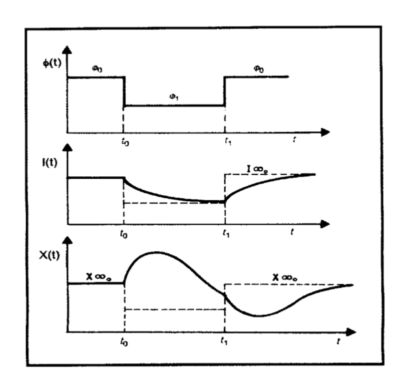
$$X(t) = X_{eq}(\phi_1)[1 - \frac{\phi_1 - \phi_\circ}{\phi_1}(\frac{\lambda_x}{\lambda_x + \sigma_a^x \phi_\circ} e^{-(\lambda_x + \sigma_a^x \phi_1 t})$$ (٨,٣٨)

$$+ \frac{\gamma_{Te}}{\gamma_{Te} + \gamma_{xe}} . \frac{\lambda_x + \sigma_a^x \phi_1}{\lambda_x - \lambda_I + \sigma_a^x \phi}(e^{-\lambda_I t} - e^{-(\lambda_x + \sigma_a^x \phi_1)})]$$

أما تغير فاعلية الزينون مع الزمن أثناء تغير قدرة المفاعل فتكون بشكل عام على النحو التالي :

$$\rho_{xe}(t) = -\frac{\sigma_a^x X(t)}{\Sigma_a} \approx \frac{\sigma_a^x X(t)}{\nu \Sigma_f}$$ (٨,٣٩)

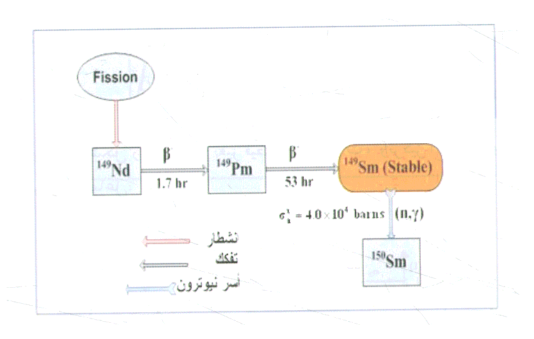
يُوضح الشكل رقم (٨,٤) تغير فيض النيوترونات، وتركيز الأيودين والزينون عند تغير قدرة المفاعل.



الشكل رقم (٨,٤). تغير تركيز الأيودين والزينون عند تغير قدرة المفاعل [١٧].

(٨,٥) تسمم المفاعل بعنصر السمريوم (Sm)

يُعدُّ السمريوم أهم ثاني العناصر السامة للتفاعل، حيث يتمتع بمقطع عرضي مجهري كبير لامتصاص النيوترونات الحرارية، الذي يُساوي $4x10^4$ بارن. ويُنتج هذا العنصر المستقر عن طريق سلسلة التفكك الإشعاعي لعنصر النيوديينيوم، ^{149}Nd الناتج عن انشطار المواد الثقيلة الانشطارية، كما هو موضح في الشكل رقم (٨,٥).



الشكل رقم (٨,٥). إنتاج عنصر السمريوم في قلب المفاعل.

يظهر الجدول رقم (٨,٣) نسبة إنتاج اليودينيوم ^{149}Nd لكل انشطار وأهم المواد الثقيلة الانشطارية.

الجدول رقم (٨,٣). نسبة إنتاج عنصر ^{149}Nd لكل انشطار.

المادة الانشطارية	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
$\gamma_{Nd}149$	0.0066	0.0113	0.0190

نُلاحظ في الشكل رقم (٨,٥) أن عمر نصف تفكك ^{149}Nd ($T_{1/2}$ = 1.7 hr.) قصير مقارنةً بعمر نصف البروميتيوم ^{149}Pr ولهذا يمكن اعتبار أن ^{149}Pm يُنتج مباشرة بالانشطار، مما يجعل معادلات إنتاج عنصر السمريوم واستهلاكه على النحو الآتي:

$$\frac{dP}{dt} = \gamma_{Nd} \sum_f \phi - \lambda_p P$$
$$\frac{dS}{dt} = \lambda_p P - \sigma_a^S \phi S \qquad (٨,٤٠)$$

حيث إن:

P: عدد ذرات البروميتيوم.

S: السمريوم.

أما حل هذا النظام من المعادلات فيكون على النحو الآتي:

$$P(t) = \frac{\gamma_{Nd} \sum_f \phi}{\lambda_p}(1 - e^{\lambda_p t}) + P(0)e^{-\lambda_p t}$$

$$S(t) = S(0)\, e^{-\sigma_a^S \phi t} + \frac{\gamma_{Nd} \sum_f}{\sigma_a^s}(1 - e^{-\sigma_a^s \phi t}) - \frac{\gamma_{Nd} \sum_f \phi - \lambda_p P(0)}{\lambda_p - \sigma_a^S \phi}(e^{-\sigma_a^s \phi t} - e^{\lambda_p t}) \qquad (٨,٤١)$$

(٨,٥,١) فاعلية السمريوم عند الاتزان

يُساوي تركيز البروميتيوم والسمريوم الصفر ($P(0) = S(0) = 0$) في بداية تشغيل مفاعل جديد، ثم أثناء التشغيل يتراكم السمريوم تدريجياً حتى يصل إلى قمة محددة عند الاتزان، أي عند تساوي الإنتاج والاستهلاك، وذلك بعد فترة معينة. ولحساب كمية السمريوم عند الاتزان يمكن حسبان $t = \infty$ في معادلات الحل (٨,٤١)، أو جعل معادلات الإنتاج والاستهلاك (٨,٤٠) تساوي الصفر. وهكذا تصبح كميات البروميتيوم والسمريوم عند الاتزان كما يلي:

$$P_{eq(\infty)} = \frac{\gamma_{Nd} \Sigma_f \phi}{\lambda_p}$$

(٨,٤٢)

$$S_{eq(\infty)} = \frac{\gamma_{Nd} \Sigma_f}{\sigma_a^S}$$

نُلاحظ أن اتزان البروميتيوم مرتبط بمستوى فيض النيوترونات لكن اتزان السمريوم ليس له ارتباط مباشر بذلك إلا أنه تحت تأثير المقطع المجهري σ_a^S. أما الفترة الزمنية التي يتحقق بعدها اتزان السمريوم فهي مرتبطة بفيض النيترونات Φ و σ_a^S وλ_p. وتصل هذه الفترة إلى حوالي أسبوع بالنسبة للمفاعلات الحرارية ذات فيض للنيترونات يقارب ($\Phi = 5x10^{13}$ n/cm^2.sec).

تُحسب فاعلية السمريوم عند الاتزان وفق معادلة الفاعلية (٨,٢١) الخاصة بالعناصر السامة للتفاعل المذكورة سابقاً.

$$\rho_{Sm}^{eq} = -\frac{\overline{\Sigma}_a^s}{\nu p \varepsilon \Sigma_f} = -\frac{\gamma_{Nd} \Sigma_f}{\nu p \varepsilon \Sigma_f}$$

(٨,٤٣)

$$= -\frac{\gamma_{Nd}}{\nu p \varepsilon}$$

وبالنسبة للمفاعلات الحرارية الكبيرة ($\varepsilon p \approx 1$) التي تحتوي على وقود اليورانيوم ^{235}U، فإن فاعلية السمريوم عند الاتزان لها القيمة الآتية:

$$\rho_{Sm}^{eq} = -\frac{0.0113}{2.42} = -0.0046$$

(٨,٥,٢) تطور فاعلية السمريوم عند توقف المفاعل

عند إخماد مفاعل وصل إلى مرحلة اتزان، يتوقف إنتاج السمريوم واستهلاكه بسبب توقف إنتاج النيوترونات وامتصاصها من طرف هذا العنصر، لكن يتواصل إنتاجه عن طريق تفكك البروميتيوم. وبعد فترة طويلة نسبياً يقترب تركيز السمريوم من مجموع قيم اتزان العنصرين P وS، كما هو موضح في معادلات حل نظام تركيز ذرات البروميتيوم والسمريوم.

وعند الأخذ بالشروط الحدودية الآتية :

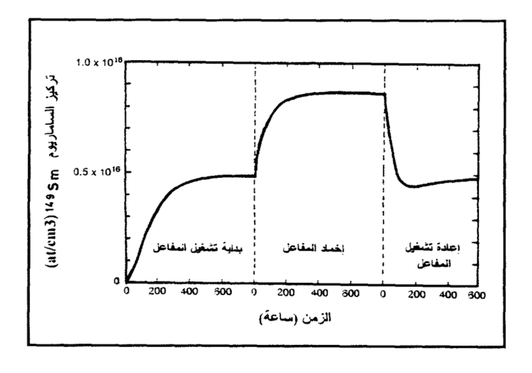
$$S(0) = Seq \quad , \quad P(0) = Peq \quad \Leftarrow \quad 0 = \phi$$

نحصل في هذه الحالة على تركيز ذرات البروميتيوم والسمريوم كما يلي :

$$P(t) = P_{eq} e^{-\lambda_p t}$$

$$S(t) = S_{eq} + P_{eq}(1 - e^{-\lambda_p t}) \to S_{eq} + P_{eq} \qquad (٨,٤٤)$$
$$t \to \infty$$

عند تشغيل المفاعل من جديد يبدأ استهلاك السمريوم مباشرة فتتناقص كميته في المفاعل حتى تولد كميات كافية من البروميتيوم من جديد فتساهم في إنتاج السمريوم. وهكذا تبدأ تتزايد كميته حتى تصل إلى مرحلة جديدة من الاتزان كما هو موضح في الشكل رقم (٨,٦).



الشكل رقم (٨,٦). تغير تركيز السمريوم في مختلف مراحل تشغيل المفاعل [١٦].

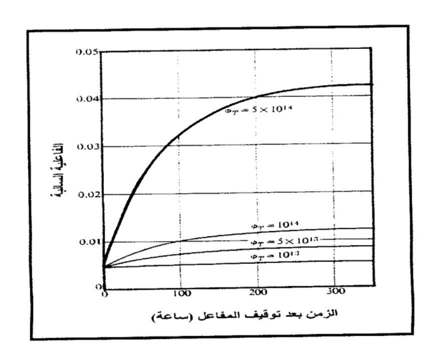
تتغير فاعلية السمريوم مع الزمن بعد توقف المفاعل أيضاً وفق المعادلة (٨,٣٠) الخاصة بفاعلية العناصر السامة للتفاعل. وعند استعمال هذه المعادلة ومعادلة تركيز السمريوم (٨,٤٤) نحصل على ما يلي:

$$\rho_{Sm}^{(t)} = -\frac{\overline{\sum}_a^p}{\nu p\varepsilon \sum_f} = -\frac{\overline{\sigma}_a^S\, S(t)}{\nu p\varepsilon \sum_f} = -\frac{\gamma_{Nd}}{\nu p\varepsilon}[1+\frac{\phi}{\phi_s}(1-e^{-\lambda_p t})] \quad (٨,٤٥)$$

حيث إن:

$$T = 20^0 \quad ; \quad (cm^{-2}/\sec) \quad 6.180\times10^{13} \quad = \frac{\lambda_p}{\overline{\sigma}_a^S} = \phi_S$$

يُوضح الشكل رقم (٨,٧) تغير فاعلية السمريوم مع الزمن للمفاعلات ذات أفياض النيوترونات المختلفة.



الشكل رقم (٨,٧). تطور فاعلية السمريوم بعد توقف المفاعل [١٣].

ويُلاحظ أن فاعلية السمريوم مرتبطة بمستوى فيض النيترونات قبل توقف المفاعل، وتتزايد مع تزايد مستوى الفيض. كما يُلاحظ أيضاً أن القمة القصوى لهذه الفاعلية لها المعادلة الآتية:

$$\rho_{Sm}^{Max} = -\frac{\lambda_p}{\nu p \varepsilon}(1+\frac{\phi}{\phi_S}) \qquad (٨,٤٦)$$

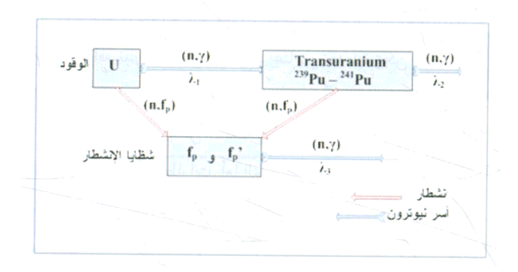
(٨,٦) تغير خصائص مكونات المفاعل مع الزمن

تبدأ تغيرات خصائص مكونات قلب المفاعل من لحظة بداية تشغيله بسبب الانشطارات وارتفاع درجة الحرارة. وتؤدي الانشطارات إلى استهلاك المواد الانشطارية في الوقود واستنزافه تدريجياً ومن ثم توليد عناصر جديدة يمكن تقسيمها إلى نوعين. ويتمثل النوع الأول في عناصر ما وراء اليورانيوم، أي العناصر الأثقل من اليورانيوم (Z>92)، التي تحتوي على بعض الانشطارية الجديدة مثل البلوتونيوم ^{241}Pu و ^{239}Pu التي تساهم بدورها في الانشطارات. أما النوع الثاني فيتمثل في عناصر شظايا الانشطار الكثيرة التي تساهم في إنتاج الطاقة بإشعاعاتها المؤينة، وكذلك تسمم التفاعل بدرجات متفاوتة كما سبق شرحه.

توزيع هذه الأحداث مرتبط بتوزيع فيض النيترونات (القدرة)، الذي هو أيضاً مرتبط بتوزيع الوقود في قلب المفاعل. وبما أن فيض النيوترونات غير ثابت حتى في المفاعلات المتجانسة، فيجب العمل على اختيار التوزيع الأمثل للوقود الذي يضمن قدر الإمكان انتظاماً شبه متساو للفيض في كل أنحاء قلب المفاعل؛ ذلك لأن عمر الوقود مرتبط بنسبة استنزافه والقدرة المنتجة منه؛ ولهذا سندرس في هذا الجزء التغيرات الأساسية التي تحصل للوقود وتراكم شظايا الانشطار ونظائرها، ومن ثم العمل على إيجاد التوزيع الأمثل للوقود لإطالة عمره قدر الإمكان.

(٨,٦,١) استهلاك الوقود واستنزافه

عندما يتعرض وقود اليورانيوم الذي يحتوي على نظائر ^{235}U و^{238}U إلى فيض النيوترونات في قلب المفاعل، تولد عناصر ثقيلة ($Z > 92$) نتيجة امتصاص تلك النظائر للنيوترونات، وتتولد كذلك عناصر خفيفة نسبياً (شظايا الانشطار) نتيجة انشطار اليورانيوم ^{235}U. وتحتوي على العناصر الثقيلة المنتجة عن مواد انشطارية مثل البلوتونيوم (^{241}Pu و^{239}Pu)، التي تساهم بدورها في عملية الانشطار. لكن عندما يكون الوقود مصنعاً من الثوريوم (Th)، فإن المادة الانشطارية الجديدة هي اليورانيوم، ^{233}U. ويوضح الشكل رقم (٨,٨) على سبيل المثال أهم الأحداث التي تحصل لوقود اليورانيوم.



الشكل رقم (٨,٨). تعرض وقود اليورانيوم إلى فيض النيوترونات.

يؤدي تعرض الوقود إلى فيض النيوترونات إلى استنزاف عناصره عن طريق الانشطار والتفكك وامتصاص النيوترونات وتوليد عناصر جديدة كثيرة. ويمكن حساب تغير ذرات الوقود مع الزمن لكل من اليورانيوم والعناصر الثقيلة عن طريق معادلات الإنتاج والاستهلاك. وبشكل عام فإن معادلة استنزاف الوقود التي تعبر عن تغير ذرات النظير ز مثلاً تكون على النحو الآتي:

$$\frac{dN_j}{dt} = (\sum_g \sigma_c^i \phi_g) N_i + \sum_K (\lambda_{K \to j} N_K) - (\sum_g \sigma_a^j \phi_g N_j) - \lambda_j N_j \quad (٨,٤٧)$$

حيث إن :

$\sum_g \sigma_{cg}^i \phi_g$: تزايد ذرات العنصر j بتحول العنصر i عن طريق أسر النيوترونات.

$\lambda_{k \to j} N_k$: تزايد ذرات العنصر j عن طريق تفكك العنصر k.

$\sum_g \sigma_a^j N_j$: تناقص ذرات العنصر j عن طريق الأسر والانشطار.

$\lambda_j N_j$: تناقص ذرات العنصر j عن طريق التفكك.

تجدر الإشارة إلى أن قيم المقاطع الجهارية التي تظهر في المعادلة السابقة تُحسب وفق طاقة زمرة النيوترونات g المناسبة لها اعتماداً على نظرية انتشار الزمر المتعددة. ويحتاج التحليل الدقيق إلى تركيز العناصر الثقيلة ($Z \geq 92 - 95$) في الوقود إلى حل حوالي عشرين معادلة لكل زمرة g من النيوترونات. وعلى سبيل المثال لو أردنا معرفة تركيز المواد الانشطارية فقط لوقود اليورانيوم وافترضنا أن فيض النيوترونات ثابت لتسهيل الحسابات، لوجب حل المعادلات الثلاث الآتية :

$$\frac{dU^{235}}{dt} = [\sigma_\gamma U^{235} - \sigma_a U^{235}]\phi \quad (٨,٤٨)$$

$$\frac{dP_u^{239}}{dt} = \lambda N_p^{239} + [\sigma_\gamma P_u{}^{238} - \sigma_a P_u^{239}]\phi \quad (٨,٤٩)$$

$$\frac{dP_u^{241}}{dt} = [\sigma_\gamma P_u^{240} - \sigma_a P_u^{241}]\phi - \lambda P_u^{241} \quad (٨,٥٠)$$

حيث إن :

λN^x : عدد ذرات العنصر.

N^x : ضارب ثابت تفككه.

σN^x : المقطع العرضي الجهاري المناسب للعنصر N^x.

(٨,٦,٢) تركيز نظائر شظايا الانشطار:

عند انشطار اليورانيوم ^{235}U تُنتج بعض النيوترونات، وشظيتان، أو ثلاث مختلفة الكتلة. وتتميز كل شظايا الانشطار بنشاط إشعاعي وقدرة متفاوتة في امتصاص النيوترونات. ويمكن حساب تركيز هذه النظائر أيضاً باستعمال معادلات الإنتاج والاستهلاك المذكورة سابقاً. وعند افتراض فيض النيوترونات ثابتاً لتسهيل الحسابات يصبح تركيز نظائر شظايا الانشطار على النحو الآتي:

$$\frac{dN_j}{dt} = \gamma_j \Sigma_f \phi + \sum_i (\lambda_{i\to j} + \sigma^{i\to j}\phi) Ni - (\lambda_j + \sigma_a^j \phi) N_j \quad (٨,٥١)$$

حيث إن:

γ_j: تمثل نسبة إنتاج النظير j لكل انشطار.

λ_j: ثابت التفكك.

σ_a^j: المقطع العرضي للامتصاص للنظير j.

$\lambda_{i\to j}$: ثابت التفكك.

$\sigma_{i\to j}$: المقطع العرضي للنظير i ولإنتاج النظير j.

يُمكن استعمال المعادلة السابقة، على سبيل المثال لحساب تركيز الزينون كما تم حسابه سابقاً، فنحصل على ما يلي:

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \gamma_{Xe} \Sigma_f \phi + \lambda_I N_I - (\lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \phi) N_{Xe} \quad (٨,٥٢)$$

لقد حُسِبَ تأثير العناصر السامة المهمة مثل الزينون والسمريوم، إلا أن في الواقع كل شظايا الانشطار ونظائرها المشعة تعدُّ سامة للتفاعل، لكن بدرجات تفاوت كبيرة جداً. فمنها ما ينتهي بسرعة بالنسبة للنظائر ذات عمر نصف قصير، ومنها ما يصل إلى الاتزان، ومنها ما يتراكم في الوقود لطول عمر نصفه. لهذا فعادةً ما يُقدَّر تأثير

مجموع تراكم هذه النظائر داخل الوقود، واعتبارها مادة مستقرة سامة لها مقطع عرضي يساوي حوالي $\overline{\sigma}_{pp} \approx 50$ بارن لكل انشطار. أما الزينون والسمريوم اللذان يصلان إلى الاتزان بسرعة مقارنة بعمر الوقود، فيُحسب تأثيرهما كما سبق شرحه.

(٨,٦,٣) حل معادلات استنزاف الوقود

يُؤدي حل معادلات استنزاف الوقود إلى معرفة تركيز مختلف العناصر في قلب المفاعل التي تساعد على أفضل استفادة من الوقود وبرمجة سليمة لتشغيل المفاعل. ارتباط هذه المعادلات التفاضلية بفيض النيوترونات الذي بدوره مرتبط بتوزيع الوقود يزيدها تعقيداً مما يحتم استخدام برامج كود وحاسبات آلية ذات ذاكرة كبيرة. ولحل هذه المعدلات عملياً، فعادةً ما يُستعمل الكود لحساب مكونات قلب المفاعل من فترة إلى أخرى، وذلك باستخدام نتائج حسابات الفترة الزمنية التي تسبقها في كل واحدة. ولهذا الغرض يُحسب فيض النيوترونات في بداية تشغيل المفاعل $(t = 0)$ بحكم أن توزيع الوقود ومكوناته معروفة، وكذلك مواقع قضبان التحكم إلى آخره. ثم يُستعمل الفيض الناتج لحل معادلات الاستنزاف خلال الفترة الأولى Δt. بعد ذلك يُحسب الفيض من جديد في بداية الفترة الثانية $t_1 = t_0 + \Delta t$ استناداً إلى نتائج حسابات مكونات المفاعل في نهاية الفترة الأولى. وهكذا تتكرر دورة هذه الحسابات، وتعديل مواقع قضبان التحكم، وتركيز البورون في المبرد إذا دعت الحاجة لذلك للمحافظة على الحالة الحرجة للمفاعل. ونُلاحظ أن طريقة الحساب هذه تفترض ثبوت الفيض أثناء الفترة المعتمدة $(t_i < t < t_{i+1})$؛ وكلما كانت هذه الفترة قصيرة طال وقت الحسابات وتحسنت دقة نتائج. وللقيام بهذه الحسابات تكتب معادلات استنزاف الوقود على شكل مصفوفات على النحو الآتي:

$$\frac{dN(t)}{dt} = A[\phi(t_i)\, N(t)] + F[\phi(t_i)] \quad ; \quad t_i < t < t_{i+1} \qquad (٨,٥٣)$$

أما حل هذه المعادلات فهو كما يلي:

$$N(t_{i+1}) = \exp[A(t_i)\Delta t]N(t_i) + A^{-1}(t_i)[\exp(A(t_i)\Delta t) - 1]F(t_i) \quad (٨,٥٤)$$

علماً أن دقة النتائج مرتبط بالفترة الزمنية Δt، فيجب العمل على أن يكون الفيض في هذه الفترة ثابتاً، وذلك لتحقيق الشرط الآتي:

$$(\lambda_i + \sigma_a^i \phi)\Delta t << 1 \quad (٨,٥٥)$$

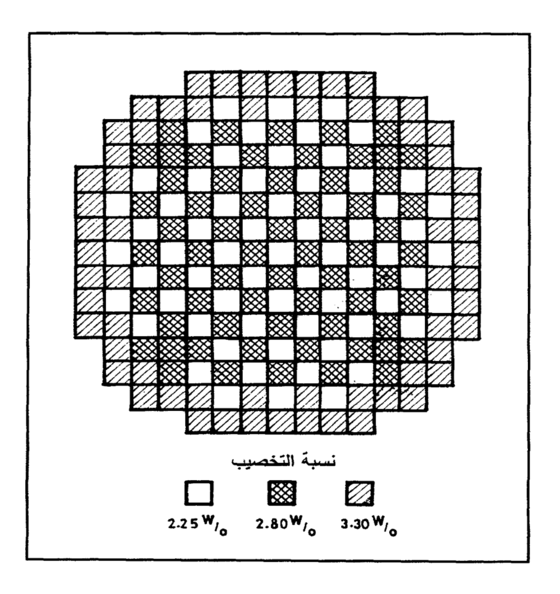
(٨,٦,٤) التوزيع الأمثل للاستفادة من الوقود

توزيع الوقود من البداية في أنحاء قلب المفاعل له تأثير مباشر على عمره، وهو ما يسمى بدورة الوقود. علماً أن استنزافه مرتبط أيضاً بفيض النيوترونات، الذي يكون غير منتظم وثابت حتى في المفاعلات المتجانسة. ولهذا يجب العمل على اختيار تصميم أمثل لتوزيع الوقود؛ وذلك لتفادي استهلاك كبير للوقود في وسط قلب المفاعل وقليل في الأطراف. ويفضل عادة استعمال وقود تختلف نسبة التخصيب فيه وتوزيعه بشكل يُؤدي إلى تسطيح فيض النيوترونات وإنتاج قدرة شبه ثابتة في كل أنحاء المفاعل، كما هو موضح في الشكل رقم (٨,٩) بالنسبة لمفاعلات الماء المضغوط (PWR).

عند انتهاء الدورة الأولى للوقود (سنة إلى سنة ونصف) لا يغير كل الوقود، بل تُسحب مجموعات أقلام الوقود الأكثر استهلاكاً التي توجد في الوسط، وتحول مجموعات الأطراف إلى الوسط، وتُضاف مجموعات جديدة من الوقود في الأطراف. وبهذه الطريقة، فإن معدل بقاء مجموعات الوقود في المفاعل تساوي حوالي ثلاث سنوات.

السؤال الآن: كيف تُحسب دورة الوقود؟ ومتى يجب تغيير مجموعات أقلام الوقود؟.. يكمن الجواب عن هذا السؤال من نتائج حسابات استنزاف الوقود السابقة. ذلك، كما سبق شرحه، أن لكل فترة أو مجموعة من الفترات، يجب تخفيض تركيز

البورون في المبرد، أو تعديل مواقع قضبان التحكم ورفعها للتخلص من الفاعلية السالبة الناتجة عن استنزاف الوقود وتراكم النظائر السامة. وتنتهي دورة الوقود عند استنزاف الفاعلية الموجبة الأولية ويصبح المفاعل في المرحلة تحت الحرجة على الرغم من رفع كل قضبان التحكم إلى الحد المسموح به لسلامة المحطة. وهكذا تُحدد مدة دورة الوقود بجمع كل الفترات السابقة التي تؤدي إلى توقف المفاعل ($tc = \sum\Delta t$).



الشكل رقم (٨,٩). التوزيع الأولي للوقود في قلب المفاعل (PWR) [١٤].

يُمكن تقدير دورة الوقود أيضاً بطريقة أخرى، وذلك باعتماد النموذج المبسط الذي يعتمد على افتراض أن المفاعل كبير ($\varepsilon p \approx 1$) والاهتمام بالتحكم في مستوى الفاعلية فقط لبقاء المفاعل حرجاً. وفي هذه الحالة نحصل على المعادلة الآتية:

$$K \approx \eta f = \frac{\eta \Sigma_a^F(t)}{\Sigma_a^F(t)+\Sigma_a^M+\Sigma_a^{fp}(t)+\Sigma_c(t)} = 1 \qquad (٨,٥٦)$$

حيث إن:

Σ_a^F و Σ_a^M: المقطع العرضي المجهاري للوقود والمهدئ تتالياً.

Σ_a^{fp} و Σ_c: المقطع العرضي المجهاري لنظائر شظايا الانشطار وباقي المواد الماصة للنيوترونات، مثل قضبان التحكم، وكميات البورون المضافة إلى سائل التبريد إلى آخره.

وعند افتراض أن معامل الانشطار الحراري η ثابت مع الزمن والمفاعل يُنتج قدرة شبه ثابتة يمكن استنتاج ما يلي:

$$\begin{aligned} P(t) = constant &\Rightarrow \nu \Sigma_f^F(t)\phi(t) = \nu \Sigma_f^F(0)\phi(0) \\ &\Rightarrow \phi(t) = \frac{\phi(0)}{1-\varepsilon\sigma_a^F\phi(0)t} \end{aligned} \qquad (٨,٥٧)$$

حيث إن:

$\phi(0)$: فيض النيوترونات.

$\Sigma_f^F(0)$: المقطع العرضي المجهاري لانشطار الوقود في البداية.

$\varepsilon < 1$: معامل الانشطارات السريعة.

كذلك يُمكن استنتاج تغير المقاطع العرضية المجهارية الآتية:

أولاً: المقطع العرضي المجهاري للوقود:

$$\begin{aligned} \Sigma_a^F(t) = N_F(t)\sigma_a^F &= \sigma_a^F[N_F(0) - \varepsilon\sigma_a^F \int_0^t N_F(t')\phi(t')dt'] \\ &= \Sigma_a^F(0)[1-\varepsilon\phi(0)\sigma_a^F t] \end{aligned} \qquad (٨,٥٨)$$

ثانياً: المقطع العرضي الجهاري لكل النظائر السامة:

$$\Sigma_{fp} = \Sigma_{pp} + \Sigma_{f'p} \qquad (٨,٥٩)$$

$$\Sigma_{pp} = \sigma_{pp} \Sigma_f(t)\phi(t)t = \sigma_{pp} \Sigma_f(0)\phi(0)t \qquad (٨,٦٠)$$

$$\Sigma_{f'p} = \Sigma_a^x(t) + \Sigma_a^S(t)$$
$$= \frac{(\gamma_{Te} + \gamma_x)\Sigma_f(0)\phi(0)}{\frac{\lambda_X}{\sigma_a^X} + \phi(t)} + \gamma_{Nd}\Sigma_f(t) \qquad (٨,٦١)$$

حيث إن:

Σ_{pp} : المقطع العرضي الجهاري للنظائر السامة المستقرة، علماً بأن متوسط المقطع العرضي $\sigma_{pp} = 50$ بارن لكل انشطار.

Σ_{fp} : مجموع المقاطع الجهارية لعنصري الزينون والسمريوم.

وبالعودة إلى المعادلة (٨,٥٦) يمكن استنتاج قيمة المقطع العرضي Σ_c التي تساوي الصفر عندما يصل المفاعل إلى المرحلة دون الحرجة. علماً أن مستوى الفاعلية موجب في بداية تشغيل المفاعل ρ_{ex}. ويمكن حساب مدة دورة الوقود على النحو الآتي:

$$\rho_{ex} = \frac{K(0) - 1}{K(0)} \qquad (٨,٦٢)$$

$$\Sigma_c(t) = (\eta - 1)\Sigma_a^F(t) - \Sigma_a^M - \Sigma_a^{fp}(t) = 0 \qquad (٨,٦٣)$$

وعند تعويض المقاطع العرضية الجهارية في هذه المعادلة بالقيم السابقة وتعويض قيمة الفيض $\phi(t)$ بقيمة المعادلة (٨,٥٧)، نحصل على مدة دورة الوقود على النحو الآتي:

$$t_{Fc}(1)=\frac{\eta\,\rho_{ex}(1-\alpha)-(\gamma_{Tc}+\gamma_x)\phi(0)\dfrac{\sigma_a^x}{\lambda_x}-\gamma_{Nd}}{[(\eta-1)(1+\alpha)\sigma_a^x-\gamma_{Nd}\,\sigma_a^F+\sigma_{pp}]\phi(0)} \qquad (٨,٦٤)$$

$$\phi(t)<<\frac{\lambda_x}{\sigma_a^x}$$

$$t_{FC}(2)=\frac{\eta\rho_{ex}(1-\alpha)-(\gamma_{Te}+\gamma_x+\gamma_{Nd})}{[(\eta-1)(1+\alpha)\sigma_a^F-(\gamma_{Te}+\gamma_x+\gamma_{Nd})\sigma_a^F+\sigma_{pp}]\phi(0)} \qquad (٨,٦٥)$$

$$\phi(t)>>\frac{\lambda_x}{\sigma_a^x}$$

حيث إن:

$$\frac{\sigma_c.N_F}{\sigma_f.N_F}=\alpha$$

تجدر الإشارة إلى أن معادلات مدة دورة الوقود تُظهر بوضوح أن هذه المدة تتناسب عكسياً مع فيض النيوترونات $\phi(0)$، أو قدرة تشغيل المفاعل. وتظهر كذلك أن هذه المدة تتناسب مع الفاعلية المخزنة ρ_{ex} في بداية التشغيل، التي يجب أن تكون كافية لتعويض فقدان الفاعلية بسبب المواد السامة واستنزاف الوقود طيلة مدة دورته.

(٨,٧) تمارين

١- اشرحْ تأثر الفاعلية بتغير درجة الحرارة.

٢- هل تتأثر الفاعلية بتراكم المواد الانشطارية داخل المفاعل؟ ولماذا؟

٣- ما أهم النظائر المولدة أثناء تشغيل المفاعل المؤثرة في الفاعلية؟ وما تأثيرها أثناء التشغيل وإعادة تشغيل المفاعل؟

٤- اشرحْ أسباب تغير مكونات المفاعل مع الزمن.

٥- ما هو التوزيع الأمثل للوقود داخل المفاعل لعدم استنزافه بسرعة وإطالة دورة الوقود للمفاعل؟

٦- مفاعل نووي للماء العادي يحتوي على وقود ثاني أكسيد اليورانيوم UO_2 المخصب بنسبة ٣٪ موزع داخل قلب المفاعل على شكل أقلام نصف قطر كل منها يساوي ١٠ سم (كثافة $\rho = 10\ g/cm^3$). قسمْ قلب المفاعل إلى خلايا أسطوانية من الماء داخل كل منها قلم وقود، علماً أنه عند درجة الحرارة 300^0K والمعطيات الآتية:

$$\frac{\phi_u}{\phi_m} = 0.948 \quad \xi = \frac{\sum_p}{N_F} = 100 \quad \text{و} \quad \theta_F(UO_2) = 1.75x10^{-5}\,{}^0K^{-1}\theta$$

احسبْ ما يلي أثناء تشغيل المفاعل عند درجة الحرارة 600^0K

أ) احتمال الهروب من الامتصاص p عند درجة الحرارة $T=300^{\circ}K$.

ب) معامل الفاعلية لمفعول ظاهرة دوبلر الفوري للوقود.

ج) معامل الفاعلية للاستعمال الحراري f الفوري للوقود.

د) معامل الفاعلية الإجمالي للوقود.

٧- إذا أخذنا معطيات التمرين السابق نفسها رقم ٦ علماً أن معامل الفاعلية لتسرب النيوترونات يساوي $\alpha_T^{£} = -2\times10^{-5}\ {}^0K\ \frac{\Delta k}{k}$ و$\theta_m = 1.0x10^{-5}\ {}^0k$، فاحسبْ ما يلي:

أ) معامل الاستعمال الحراري f عند درجة الحرارة ($T=300^oK$).

ب) معامل الفاعلية لمفعول ظاهرة دوبلر للمهدئ عند التشغيل.

ج) معامل الفاعلية للاستعمال الحراري f للمهدئ عند التشغيل.

د) مفاعل الفاعلية الإجمالي للمهدئ.

٨- لنفرض أن مفاعلاً نووياً للماء يستخدم وقود اليورانيوم U^{235} المخصب قليلاً وشُغِّل لمدة طويلة نسبياً، علماً أن هذا المفاعل كبير الحجم مما يسمح

بافتراض $\varepsilon p \approx 1$ وفيض النيوترونات يساوي $\Phi = 2.10^{13} n/cm^2 sec$ ، فاحسبْ في هذه الحالة ما يلي:

أ) تركيز عنصر الزينون السام عند الاتزان.

ب) كمية الفاعلية الناتجة عن تسمم المفاعل بالزينون.

٩- إذا كان لدينا معطيات تمرين رقم ٨ نفسها، فاحسبْ ما يلي:

أ) تركيز عنصر السمريوم عند الاتزان.

ب) كمية الفاعلية الناتجة عن تسمم المفاعل بالسمريوم.

١٠- لأسباب طارئة تم إخماد مفاعل التمرين ٨ بإدخال قضبان التحكم، ولم يبقَ مخزون فاعليته لديه إلا ٢٪، فاحسبْ في هذه الحالة ما يلي:

أ) الفاعلية الناتجة عن تسمم المفاعل بالزينون والسمريوم عند توقف المفاعل.

ب) الفاعلية الناتجة عن عنصري التسمم Xe وSm عندما يصل الزينون إلى أعلى قيمة له بعد إيقاف المفاعل.

ج) هل يمكن تشغيل المفاعل مباشرة من جديد بعد إيقافه؟

ثم احسبْ فترة موت المفاعل عند افتراض عدم وجود مخزون من الفاعلية.

الفصل التاسع

التحكم في المفاعل

• مقدمة • أدوات التحكم في المفاعل • فاعلية قضبان التحكم • فاعلية المواد الماصة الذائبة • معادلات التحكم في المفاعل • تمارين

(٩,١) مقدمة

يحتوي المفاعل قبل بداية التشغيل على كمية من المواد الانشطارية تفوق الكمية الحرجة. ومن الطبيعي أن يكون الأمر كذلك؛ لأنه لو كان يحتوي على الكمية الحرجة فقط لتوقف المفاعل مباشرة بعد أول انشطار؛ ولهذا فإن كمية المادة الانشطارية الزائدة على الكتلة الحرجة هي التي توفر الطاقة المطلوبة طوال مدة دورة المفاعل. ولكي لا يصبح المفاعل من البداية فوق الحالة الحرجة يجب استخدام أدوات تحكم تجعل المفاعل مستقراً حول الحالة الحرجة أثناء التشغيل والتدخل عند الحاجة لتوقيف المفاعل في أي لحظة.

تستخدم لأغراض التحكم قضبان لها قدرة كبيرة على امتصاص النيوترونات، وذلك بتحريك مواقع هذه القضبان في قلب المفاعل. وتستعمل أيضاً لأغراض التحكم مواد كيميائية ماصة للنيوترونات، وذلك بتغير تركيز هذه المواد في سائل التبريد والمهدئ. وتتم عملية التحكم في المفاعل بتغيير قيمة عامل التضاعف الفعّال (K_{eff}) من

خلال تغيير مواقع قضبان التحكم الأساسية، وتغيير تركيز المواد الكيميائية الماصة للنيوترونات في المبرد أحياناً. وسنتناول في هذا الفصل دراسة فاعلية قضبان التحكم وفاعلية المواد الماصة، وكيفية استخدامها للتحكم في تشغيل المفاعل.

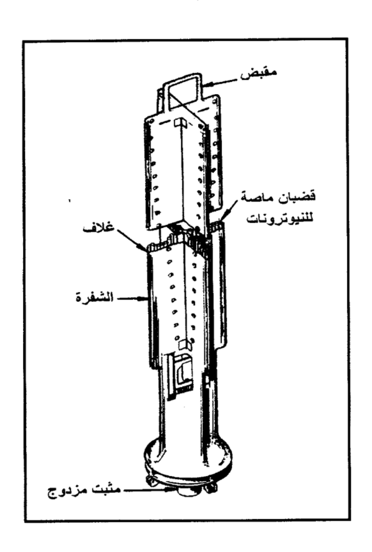
(٩,٢) أدوات التحكم في المفاعل

كما سبق شرحه في الفصل السابق، فإن التغير الطبيعي لمكونات قلب المفاعل أثناء التشغيل يؤدي إلى تغير في مستوى الفاعلية بسبب استنزاف الوقود، وارتفاع درجة الحرارة، وتكوين المواد السامة إلى آخره؛ ولهذا فإن مواد التحكم في المفاعل أساسية من بداية التشغيل للوصول إلى الحالة الحرجة والمحافظة على مستوى الفاعلية اللازم لإنتاج قدرة محددة وتوقيف المفاعل عند الحاجة. وتتمثل هذه الأدوات أساساً في قضبان التحكم من ناحية ومواد ماصة للنيوترونات تُضاف إلى سائل التبريد بتركيز معين.

(٩,٢,١) قضبان التحكم

تُصنع قضبان التحكم وفق أشكال هندسية مختلفة ومن خليط عدة مواد أهمها المواد التي لها قدرة كبيرة على امتصاص النيوترونات، مثل البورون والكادميوم. وتميزت قضبان التحكم في مفاعلات الجيل الأول بالشكل الأسطواني، وقلة عددها، والتركيز العالي للمواد الماصة للنيوترونات. لكن مع تتطور المفاعلات النووية تعددت أشكال قضبان التحكم وكثر عددها في المفاعلات وخفَّ تركيزها من المواد الماصة لتفادي التقلبات الكبيرة لفيض النيوترونات عند تحرك قضبان التحكم. ويوضح الشكل رقم (٩,١) أحد النماذج لقضبان التحكم المستخدمة في بعض المفاعلات النووية الحديثة. ولقد تحسن أداء قضبان التحكم المتحركة تدريجياً من عدة نواحٍ، فصُممت كل مجموعة منها لوظيفة محددة مما يجعل لها مواصفات خاصة بها. ومن هذه المجموعات ما يُستعمل في بداية التشغيل وإيقاف المفاعل فقط، ومنها ما يُستعمل أثناء التشغيل لتعديل المستويات البسيطة لتغير الفاعلية إلى آخره. وبالإضافة إلى قضبان التحكم

المتحركة هذه تُوضع في مواقع محددة لبعض المفاعلات قضبان ثابتة تحتوي بعض أجزائها على مواد سامة تستهلك تدريجياً طوال مدة دورة الوقود. وتساهم كل هذه التحسينات في أداء أفضل لقضبان التحكم وأكثر سلامة للمفاعل.



الشكل رقم (٩,١). أحد أشكال قضبان التحكم [١٤].

(٩,٢,٢) المواد الماصة للنيوترونات

تُستخدم المواد الماصة للنيوترونات، مثل حامض البوريك (H_3BO_3) في مفاعلات الماء لأغراض التحكم، وذلك بتغيير تركيز هذا الحامض في التبريد. ويُغير التركيز آلياً،

إلا أن هذه العملية لا تكفي للتحكم في المفاعل لكنها عامل مساعد ومهم لقضبان التحكم المتحركة التي تتميز بسرعة الاستجابة. ولطريقة التحكم المزدوجة التي تستخدم قضبان التحكم والمواد الماصة في المبرد فوائد اقتصادية وفيزيائية سنوضحها فيما بعد.

(٩,٣) فاعلية قضبان التحكم

تُستخدم قضبان التحكم في المفاعلات أساساً للتشغيل وإخماد المفاعل عند الحاجة وتعديل التغيرات البسيطة لمستوى الفاعلية الناتجة عن استنزاف الوقود، وتركيز المواد السامة، وتغير مستوى القدرة المنتجة؛ ولهذا يجب دراسة فاعلية قضبان التحكم لمعرفة تأثير كل منها، الأمر الذي سيساعد على أداء أفضل واختيار التصميم الأمثل لتوزيع قضبان التحكم في قلب المفاعل.

(٩,٣,١) فاعلية قضيب مركزي واحد

ندرس أولاً الحالة البسيطة لمفاعل افتراضي أسطواني الشكل بدون عواكس له الأبعاد المفترضة R وH، ويحتوي نظام تحكمه على قضيب واحد مركزي، كما هو موضح في الشكل رقم (٩,٢). ولتبسيط الحسابات نفترض أيضاً أن المفاعل في الحالة الحرجة عندما يكون قضيب التحكم خارج قلب المفاعل، وأن مكان القضيب عند إخراجه لا يبقى فارغاً بما أنه يتحرك داخل سائل.

يمكن استعمال نظرية انتشار النيترونات التي شُرِحَتْ لحساب فاعلية قضيب التحكم المركزي في الحالات الآتية.

أولاً: الحالة الحرجة (قضيب التحكم خارج قلب المفاعل)

$$\nabla^2 \phi_T + B_0^2 \phi_T = 0 \qquad (٩,١)$$

$$K_0 = \frac{K_\infty}{1 + B_0^2 M_T^2} = 1 \qquad (٩,٢)$$

حيث إن :

B_0^2 : الانحناء الهندسي للمفاعل في الحالة الحرجة.

M_T^2 : مساحة هجرة النيوترونات.

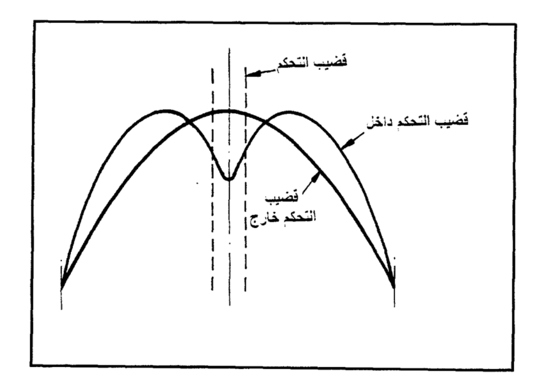
ثانياً : الحالة دون الحرجة (قضيب التحكم داخل قلب المفاعل)

$$\nabla^2 \phi_T + B \phi_T = 0 \tag{9,3}$$

$$K = \frac{K_\infty}{1 + B^2 M_T^2} \tag{9,4}$$

حيث إن :

B^2 : الانحناء الهندسي للمفاعل في الحالة دون الحرجة.



الشكل رقم (٩,٢). تغير فيض النيوترونات حسب موقع قضيب واحد مركزي للتحكم في المفاعل [١٦].

(٩,٣,١,١) فاعلية إدخال تام لقضيب التحكم

يمكن الآن استنتاج فاعلية قضيب التحكم الناتجة عن تغير عامل التضاعف إثر إدخال تام لقضيب التحكم. وتُحسب الفاعلية الناتجة عن هذه العملية وفق المعادلة الآتية:

$$\rho_\omega = |\rho| = \frac{K - K_0}{K} = \frac{(B^2 - B_0^2)M_T^2}{1 + B_0^2 M_T^2} \qquad (٩,٥)$$

نُلاحظ أن فاعلية قضيب التحكم مرتبطة بقيم الانحناء الهندسي، وتحسب الأولى وفق نظرية انتشار النيوترونات، التي تؤدي إلى النتائج الآتية:

$$B_0^2 = \alpha_0^2 + B_0^2$$
$$\pi/H = B_0 \quad ; \quad \alpha_0 = \frac{2.405}{R} \qquad (٩,٦)$$

لكن حساب الانحناء B^2 أكثر تعقيداً، لأن نظرية الانتشار تصبح غير صحيحة قرب سطح قضيب التحكم لكثرة امتصاصه للنيوترونات. ولهذا غالباً ما تُستعمل لحل هذه المسألة نظرية انتقال النيوترونات؛ أو نظرية التغيرات البسيطة بافتراض $B \approx B_0$ و $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$. وبما أن هذه الحسابات طويلة وموجودة في بعض المراجع سنكتفي بكتابة النتيجة النهائية الآتية:

$$\rho_\omega = \frac{7.4 \times M^2}{(1 + B_0^2 M^2)R^2}[0.116 + Ln(\frac{R}{2.405 + a}) + \frac{d}{a}]^{-1} \qquad (٩,٧)$$

حيث إن:

a: نصف قطر قضيب التحكم.

d: مسافة الاستطالة الخطية التي تحقق الشرط الحدودي عند سطح القضيب الذي يُعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$\frac{I}{\phi_T}\frac{d\phi_T}{dt} = \frac{1}{d} \qquad (٩,٨)$$

أما قيمة هذه المسافة فتحسب وفق معادلة الصيغة التجريبية الآتية:

$$d = 2.131\times \overline{D}\times \frac{a.\sum_t +0.9354}{a.\sum_t +0.5098} \qquad (9,9)$$

حيث إن:

$\overline{D}$: معدل ثابت انتشار النيوترونات.

$\sum_t$: المقطع العرضي المجهاري لانتقال النيوترونات.

تجدر الإشارة إلى أن اعتماد نظرية الانتشار لزمرة واحدة من النيوترونات يؤدي عادة إلى تقدير أكبر لفاعلية قضيب التحكم؛ وذلك لأن القضيب لا يمتص في الواقع كل النيوترونات بالكفاءة نفسها. ولهذا فعندما تقتضي الحاجة إلى نتائج أكثر دقة يجب استعمال نظرية الانتشار لأكثر من زمرة مما يزيد الحسابات تعقيداً بالطبع، وذلك ثمن الدقة العالية.

(٩,٣,١,٢) إدخال جزئي لقضيب التحكم

يتطلب تشغيل المفاعل في العديد من الحالات إلى إدخال جزئي لقضيب التحكم، كما هو الحال في بداية التشغيل، أو عند تعديل مستوى قدرة المفاعل.

يمكن حساب الفاعلية الناتجة عن إدخال جزئي لقضيب التحكم نظرياً، لكن يفضل عادةً معايرة قضبان التحكم تجريبياً. وأدت العديد من هذه التجارب إلى استنتاج معادلة لها صيغة تجريبية تربط بين فاعلتي إدخال تام وجزئي لقضيب التحكم. وتكتب هذه المعادلة على النحو الآتي:

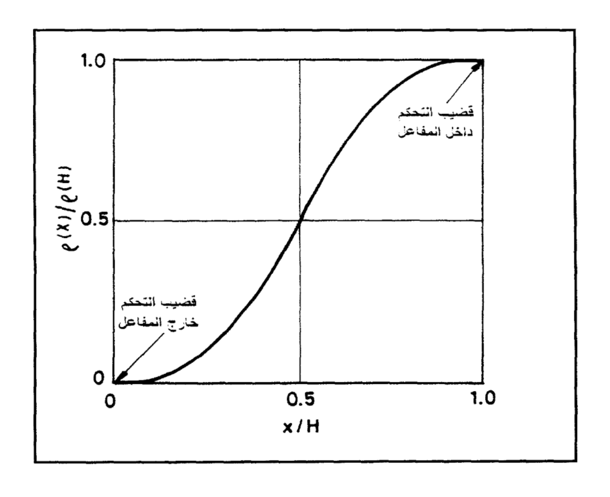
$$\rho_\omega(x) = \rho_\omega(H)[\frac{x}{H} - \frac{1}{2\pi} Sin(\frac{2\pi x}{H})] \qquad (9,10)$$

حيث إن:

$\rho_w(x)$: فاعلية إدخال جزئي لقضيب التحكم بمسافة قدرها x.

$\rho_w(H)$: فاعلية إدخال تام لقضيب التحكم بمسافة قدرها H ، ارتفاع قلب المفاعل الأسطواني.

يُوضح الشكل رقم (٩,٣) نسبة تغير الفاعلية حسب نسبة مسافة إدخال قضيب التحكم في قلب المفاعل. ويلاحظ أن هذا الشكل المميز يدل على أن تغير الفاعلية محدود في بداية أو نهاية تحرك قضيب التحكم ليصبح شبه خطي في منتصف ارتفاع قلب المفاعل. ويُفسر ذلك بضعف شدة فيض النيوترونات في أطراف المفاعل وغزارته في وسط قلب المفاعل، حيث يكون التأثير الأكبر لقضيب التحكم.



الشكل رقم (٩,٣). تغير نسبة الفاعلية مع نسبة الإدخال الجزئي لقضيب التحكم.

(٩,٣,٢) فاعلية القضبان العنقودية

لا يستعمل في الواقع قضيب واحد للتحكم حتى في المفاعلات البحثية الصغيرة بل تستعمل دائماً مجموعة من القضبان أو ما يسمى بالقضبان العنقودية. وتُوزع قضبان التحكم في مناطق معينة داخل قلب المفاعل لتحسين انتظام توزيع فيض النيوترونات، مما يؤدي إلى تجانس للقدرة ودرجة الحرارة في أنحاء قلب المفاعل؛ ولهذا الغرض تحتوي مفاعلات القدرة على مجموعة قضبان عنقودية توضع داخل مجموعة أقلام الوقود. ويتكون كل عنقود من حوالي عشرين قضيب تحكم. وهكذا يصبح التحكم في المفاعل عن طريق التحرك الآلي لهذه المجموعات تحت إشراف الحاسب الآلي والفني المختص بالتشغيل اعتماداً على القياسات المباشرة لفيض النيوترونات، الأمر الذي يؤدي إلى الحصول على الفيض المناسب للقدرة المطلوبة وأحسن توزيع له.

تُحسب فاعلية القضبان العنقودية عن طريق مقارنة عاملي التضاعف للمفاعل عند إدخال أو إخراج عناقيد قضبان التحكم؛ ولهذا الغرض يقسم قلب المفاعل إلى حوالي ألف خلية موزعة وفق شبكة منتظمة، بحيث يوجد داخل كل خلية قضيب تحكم. وهكذا يمكن تعريف ما يسمى بمعامل استعمال قضيب التحكم f_R، الذي يساوي نسبة النيوترونات الحرارية الممتصة من طرف قضيب التحكم لكل نيوترون انشطاري تمت تهدئته داخل الخلية. وتُستعمل نظرية انتشار النيوترونات داخل الخلية لحساب المعامل f_R مع الشروط الحدودية خارج الخلية على سطح قضيب التحكم. وتؤدي هذه الحسابات إلى معادلة معامل استعمال قضيب التحكم الآتية:

$$f_R = \frac{(z^2 - y^2)\times d}{2\,a} + E(y,z) \qquad (٩,١١)$$

حيث إن:

a : نصف قطر قضيب التحكم.

d : مسافة الاستطالة عند سطح قضيب التحكم.

$y = \frac{a}{L_T}$ ، علماً أن L_T يمثل طول المسار الحر للنيوترونات.

$z = \frac{R_C}{L_T}$ ، علماً أن R_C تمثل نصف قطر الخلية.

$E(y,z)$: دالة خاصة بخطوة خلايا الشبكة وتحتوي على دوال باسال I وK المشهورة.

$$E(y,z) = \frac{z^2 - y^2}{2 \times y}\left[\frac{I_0(y)K_1(z) + K_0(y)I_1(z)}{I_1(z)K_1(y) - K_1(z)I_1(y)}\right] \qquad (٩,١٢)$$

يمكن الآن بعد تعريف المعامل f_R حساب فاعلية قضبان التحكم العنقودية وفق المعادلة :

$$\rho_\omega = |\rho| = \frac{K_0 - K}{K} = \frac{K_0 - K_0(1-f_R)}{K_0(1-f_R)} = \frac{f_R}{1-f_R} \qquad (٩,١٣)$$

(٩,٣,٣) فاعلية قضبان التحكم على شكل صليب

يتكون قضيب التحكم على شكل صليب من شفرتين متقاطعتين توضع داخلهما قضبان صلبة ماصة للنيوترونات، أو مواسير مملوءة بمسحوق كربيد البرون (B_4C). ويستخدم هذا النوع من القضبان للتحكم في مفاعلات الماء المغلي على وجه الخصوص، وذلك لسهولة وضعها بين مجموعات أقلام الوقود كما هو موضح في الشكل رقم (٩,٤).

يصعب حساب فاعلية هذا النوع من قضبان التحكم مباشرة لما لشكلها الهندسي من تعقيد، إلا أنه يمكن تقدير ذلك باستعمال الطريقة السابقة نفسها، وذلك بتقسيم المفاعل إلى خلايا منتظمة كما هو موضح في الشكل رقم (٩,٥). بعد ذلك تُستعمل نظرية الانتشار لحساب كثافة تيار النيوترونات المتجه نحو أطراف الخلية، التي يُعد شكلها متوازي الأضلاع. ويستنتج من هذه الحسابات معامل استعمال قضيب

التحكم، الذي يساوي نسبة عدد النيوترونات التي يمتصها قضيب التحكم (تساوي كثافة التيار خارج مساحة شفرات القضيب) على عدد النيوترونات الحرارية المنتجة داخل الخلية. وتكتب معادلة معامل استعمال قضيب التحكم على شكل صليب على النحو الآتي:

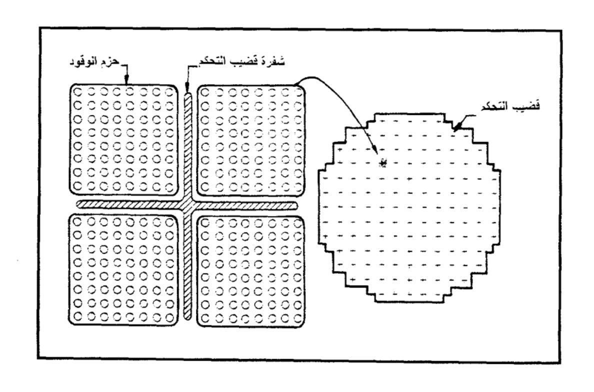
$$f_R = \frac{4(l-a)L_T}{(m-2a)^2} \cdot \frac{1}{\frac{d}{L_T} + Coth[\frac{(m-2a)}{2L_T}]} \qquad (٩,١٤)$$

حيث إن:

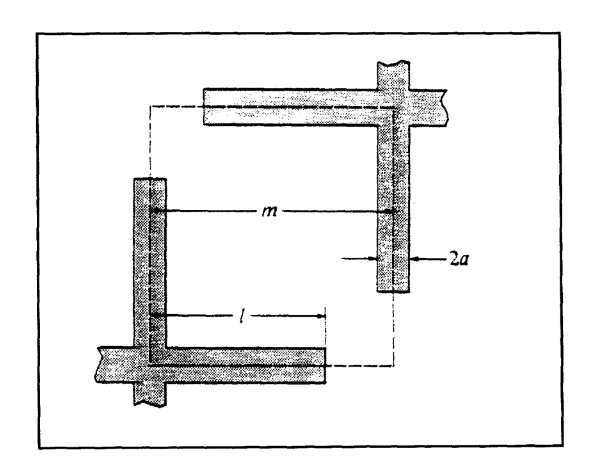
m, l, a : أبعاد الخلية وقضيب التحكم، كما هو موضح في الشكل رقم (٩,٥).

L_T : طول مسار انتشار النيوترونات.

d : مسافة الاستطالة عند سطح قضيب التحكم (علماً بأنه يمثل متوسط ثابت الانتشار).



الشكل رقم (٩,٤). قضيب تحكم على شكل صليب [١٦].



الشكل رقم (٩,٥). أبعاد قضيب تحكم على شكل صليب [١٦].

تُحسب فاعلية قضبان التحكم على شكل صليب وفق المعادلة (٩,١٤) السابقة، وذلك باستخدام معامل الاستعمال f_R على النحو الآتي:

$$\rho_\omega = \frac{f_R}{1-f_R} \qquad (٥,١٩)$$

تجدر الإشارة إلى أن حساب فاعلية هذا النوع من قضبان التحكم غالباً ما تكون معقدة وصعبة؛ ولهذا فإنها تحسب بمساعدة الحاسب الآلي باستعمال كود خاص يتبنى نظرية انتشار الزمر المتعددة للنيوترونات وفق الأبعاد الثنائية. وللتأكد من هذه الحسابات تُقاس تجريبياً فاعلية بعض القضبان ومقارنتها بحسابات فاعلية هذه القضبان.

مثال:

أوجد فاعلية قضبان التحكم الموزعة وفق شبكة ذات خلايا مستطيلة لمفاعل ماء مغلي، علماً أن قضبان التحكم على شكل صليب طول الشفرة ٣٠ سم وسمكها ١،٠ سم والمسافة بين مركز كل خلية يساوي ٥٠ سم. أما قيم خصائص المفاعل فهي كما يلي:

$$\overline{\Sigma_a} = 0.25cm \quad ; \qquad L_T = 1.25cm$$

الحل:

أولاً: معامل استعمال قضيب التحكم

$$f_R = \frac{4(l-a)L_T}{(m-2a)^2} \cdot \frac{1}{\frac{d}{L_T} + Coth\left[\frac{(m-2a)}{2L_T}\right]}$$

$$d = 2.131 \times \overline{D} = 2.13 \times \overline{\Sigma}_a . L_T^2 = 0.832\ cm$$

$$m = 50/\sqrt{2} = 35.355$$

$$a = 1/2 = 0.50$$

$$l = 30/2 = 15.0$$

$$f_R = \frac{4(15-0.5)\times 1.25}{(35.355-2\times 0.5)^2} \cdot \frac{1}{\frac{0.832}{1.25} + Coth\left[\frac{(35.355-2\times 0.5)}{2\times 1.25}\right]} = 0.0369$$

ثانياً: فاعلية قضبان التحكم

$$\rho_\omega = \frac{f_R}{1-f_R}$$

$$\rho_\omega = \frac{0.0369}{1-0.0369} = 0.0383 = 3.83\ \%$$

(٩,٤) فاعلية المواد الماصة الذائبة

يُساهم تغير تركيز المواد الماصة للنيوترونات لسائل التبريد والتهدئة في التحكم في المفاعلات، وتُستخدم هذه الطريقة خاصة في مفاعلات الماء. وذلك لطبيعة التوزيع المنتظم للسائل في كل أنحاء قلب المفاعل، الأمر الذي يجعل تغيير تركيز المواد الماصة فيه إحدى أدوات التحكم المثالية والمفيدة لانتظام فيض النيوترونات والقدرة؛ ولهذا يُستخدم تغير تركيز حامض البوريك (H_3BO_3) في سائل التبريد آلياً عند الحاجة لمساعدة قضبان التحكم في مختلف مراحل تشغيل المفاعل.

(٩,٤,١) قدرة التحكم للمواد الماصة الذائبة

إضافة المواد الماصة الذائبة لسائل التبريد لها قدرة محدودة على امتصاص النيوترونات، ولا يمكن استعمالها كبديل لقضبان التحكم؛ لأنها عملية بطيئة، ولا تكفي للتحكم في المفاعل في كل الحالات؛ ولهذا فإن هذه الطريقة تُستعمل خاصة للمحافظة على الحالة الحرجة للمفاعل، وذلك بتعويض الفاعلية السالبة الناتجة عن العناصر السامة مثل الزينون والسمريوم، الناتجة عن استنزاف الوقود. وتتم هذه العملية عادة بتخفيض تدريجي لتركيز المواد الماصة الذائبة في سائل التبريد. أما دور قضبان التحكم فيبقى أساسياً أثناء التغيرات السريعة، مثل بداية التشغيل، والمحافظة على اتزان الفاعلية عند ارتفاع درجة الحرارة، وإخماد المفاعل عند الحاجة.

(٩,٤,٢) فاعلية المواد الماصة الذائبة

تُؤثر إضافة المواد الماصة لسائل التبريد في عامل التضاعف الفعَّال (K_{eff}) ومن ثم الفاعلية عن طريق تغير قيمة معامل الاستعمال f، أما بقية المعاملات الأخرى (η, ε . . .) فتأثرها بوجود تلك المواد الماصة للنيوترونات في قلب المفاعل محدود جداً ولا يكاد يذكر بالنسبة للمفاعلات الحرارية؛ ولهذا تُحسب فاعلية المواد الماصة الذائبة والموزعة بانتظام داخل قلب المفاعل من خلال دراسة تغير معامل الاستعمال، الذي يتناسب في هذه الحالة مع تغير عامل التضاعف، ثم الفاعلية وفق المعادلة الآتية:

$$\rho_{\omega} = \frac{K_0 - K}{K} = \frac{f_0 - f}{f} \qquad (٩,١٦)$$

حيث إن:

معامل الاستعمال بدون مواد ماصة:

$$f_0 = \frac{\overline{\Sigma}_{aF}}{\overline{\Sigma}_{ac}} \qquad (٩,١٧)$$

معامل الاستعمال عند إضافة المواد الماصة (B)

$$f = \frac{\overline{\Sigma}_{aF}}{\overline{\Sigma}_{ac} + \overline{\Sigma}_{aB}} \qquad (٩,١٨)$$

علماً أن $\overline{\Sigma}aF$; $\overline{\Sigma}_{aB}$ تمثلان متوسط المقطع العرضي الجهاري للوقود ومادة البورون الماصة للنيوترونات على التوالي. أما متوسط المقطع العرضي الجهاري لقلب المفاعل فيساوي مجموع متوسطات المقاطع الجهارية لمكونات المفاعل (خاصة الوقود والمهدئ):

$$\overline{\Sigma}_{aC} = \overline{\Sigma}_{aF} + \overline{\Sigma}_{aM}$$

عند تعويض f_0 و f بقيمهما في المعادلة (٩,١٦) نحصل على معادلة فاعلية المواد الماصة الذائبة الآتية:

$$\rho_{\omega} = \frac{\overline{\Sigma}_{aB} / \overline{\Sigma}_{aM}}{\frac{\overline{\Sigma}_{aF}}{\overline{\Sigma}_{aM}} + 1} = (1 - f_0)\frac{\overline{\Sigma}_{aB}}{\overline{\Sigma}_{aM}} \qquad (٩,١٩)$$

يُفضل عادة تبسيط هذه المعادلة بتعويض نسبة المقاطع الجهارية بقيمة عملية تحتوي على تركيز المواد الماصة الذائبة (B) الآتية:

$$\frac{\overline{\Sigma}_{aB}}{\overline{\Sigma}_{aM}}=\frac{N_B.\overline{\sigma}_{aB}}{N_M.\overline{\sigma}_{aM}}=\frac{A_M}{A_B}.\frac{\overline{\sigma}_{aB}}{\overline{\sigma}_{aM}}.\frac{m_B}{m_M} \qquad (٩,٢٠)$$
$$=\frac{18}{10.8}.\frac{759}{0.66}.C$$

حيث إن:

C : تركيز المادة الماصة الذائبة في سائل التبريد بوحدة الواحد في المليون ($ppm=10^{-6}$).

وأخيراً، تصبح المعادلة النهائية لفاعلية المادة الماصة الذائبة في سائل التبريد عند تعويض نسبة المقاطع العرضية المجهارية بالقيمة الجديدة على النحو الآتي:

$$\rho_\omega=1.92\times10^{-3}\times(1-f_0)\times C \qquad (٩,٢١)$$

مثال:

أوجد تركيز حامض البريك في ماء التبريد الذي يسمح ببقاء المفاعل في الحالة الحرجة عند اتزان الزينون، وذلك بإلغاء تأثير هذه المادة السامة عن طريق المواد الماصة الذائبة في ماء التبريد. علماً أن الفاعلية السالبة الناتجة عن اتزان الزينون تساوي ($\rho_x=-0.026$) ومعامل الاستعمال في بداية التشغيل يساوي ($f_0=0.92$).

الحل:

- الحالة الحرجة في بداية التشغيل:

$$\rho=0 \quad ; \quad f_0=0.92$$

- الحالة الحرجة عند اتزان الزينون:

$$\rho=0 \quad \Rightarrow \quad \rho_\omega=|\rho_x|$$
$$\rho_\omega=1.92\times10^{-3}\times(1-f_0)\times C_B=0.026$$
$$\Rightarrow C_B=\frac{0.026\times10^3}{1.92(1-0.92)}=169.3\ ppm$$

- تركيز حامل البريك في ماء التبريد:

$$C(H_3BO_3) = \frac{A(H_3BO_3)}{A_B} C_B = \frac{61.8}{10.8} \times 169.3$$
$$= 968.77 \ ppm \approx 1 \ g / litre$$

ملاحظة:

تجدر الإشارة إلى أن تركيز حامض البريك في ماء التبريد لمفاعل الماء (PWR) يتناقص تدريجياً من بداية التشغيل حتى نهاية مدة بقاء الوقود في المفاعل. وعلى الرغم من أن كمية البورون قليلة، إلا أنها فعَّالة للتخلص من التأثيرات البطيئة، مثل استنزاف الوقود، وتراكم المواد السامة.

(٩,٥) معادلات التحكم في المفاعل

أثناء تشغيل المفاعل تتلخص عملية التحكم في التدخل بفعل شيء ما يؤدي إلى ردة فعل معينة للنظام أي المفاعل. والمثال على ذلك هو إدخال كمية معينة من الفاعلية عن طريق تحريك قضبان التحكم فينتج عن ذلك زيادة أو نقصان في قدرة المفاعل حسب كمية وإشارة الفاعلية. ولتسهيل البرمجة للتحكم الآلي في تحريك قضبان التحكم، يجب البحث عن المعادلات الرياضية التي تربط بين الفاعلية وقدرة المفاعل؛ ولهذا يجب كتابة معادلات ديناميكا المفاعل والعمل على اختصارها قدر الإمكان بدون المساس بالعوامل المؤثرة الأساسية. ويُكتب عادة نظام معادلات ديناميكا المفاعل على النحو الآتي:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Delta} n(t) + \sum_{1=1}^{6} \lambda_i C_i(t)$$
$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Delta} n(t) - \lambda_i C_i(t) \qquad i = 1.2...6 \qquad (٩,٢٢)$$

حيث إن :

$\Delta = (\nu\upsilon\Sigma_F)^{-1} = \frac{l}{k}$: عمر جيل النيوترونات الانشطارية.

$\rho(t)$: الفاعلية.

$n(t)$: كثافة النيوترونات.

تُمثل المعادلة الثانية في النظام السابق تركيز النظائر المشعة المولدة للنيوترونات المتأخرة. يمكن كتابة هذه المعادلة بصيغة تكاملية ثم إدماجها في المعادلة الأولى مما يمكننا من اختصار عدد المعادلات.

$$\begin{aligned} C_i(t) &= \int_{-\infty}^{t} \frac{\beta_i}{\Delta} n(t).\exp[-\lambda_i (t-t')]dt' \\ &= \int_0^{\infty} \frac{\beta_i}{\Delta} \exp(-\lambda_i \tau).n(t-\tau)d\tau \end{aligned} \quad (٩,٢٣)$$

عند تعويض تركيز النظائر المشعة بهذه القيمة في المعادلات الأولى لنظام معادلات ديناميكا المفاعل واستبدال كثافة النيوترونات بالقدرة نحصل على معادلة قدرة المفاعل بدلالة الفاعلية على النحو الآتي :

$$\frac{dP}{dt} = [\frac{\rho(t)-\beta}{\Delta}].P(t) + \frac{\beta}{\Delta}.\int_0^{\infty} D(\tau).P(t-\tau)\,d\tau \quad (٩,٢٤)$$

حيث إن :

$D(\tau)$: احتمال إصدار النيوترونات المتأخرة في الفترة الزمنية، τ التي تفرق بين حدوث الانشطار وإصدار النيوترونات المتأخرة.

$$D(\tau) = \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i \lambda_i}{\beta}.e^{-\lambda_i \tau} \quad (٩,٢٥)$$

يُفضل أحياناً حساب الفاعلية بدلالة قدرة المفاعل التي يمكن استنتاجها من المعادلة السابقة (٩,٢٤) لنحصل على ما يلي :

$$\rho(t) = \beta + \Delta \frac{d}{dt}[Ln(P(t))] - \beta . \int_0^\infty D(\tau) \frac{P(t-\tau)}{P(t)} d\tau \qquad (٩,٢٦)$$

تجدر الإشارة إلى أن المعادلتين (٩,٢٤) و(٩,٢٦) تمثلان أساس معادلات التحكم في المفاعلات النووية، وذلك لحساب تفاعل النظام عند تغير الفاعلية والقدرة.

(٩,٥,١) تحويل لبلاس لحل المعادلات التفاضلية

يُستعمل تحويل لبلاس في الكثير من المجالات الهندسية لحل المعادلات التفاضلية - التكاملية التي عادة ما يصعب حلها، وذلك بتحويلها إلى معادلات جبرية يسهل حلها.

(٩,٥,١,١) خطوات تحويلات لبلاس

يتلخص تحويل لبلاس للمعادلات التفاضلية إلى معادلات جبرية يسهل حلها باستعمال الطرائق الرياضية المعتادة. بعد ذلك يتم تحويل لبلاس العكسي لتلك الحلول للحصول على المعادلات الأصلية المنشودة. وتوجد جداول لتحويل لبلاس لمعظم الدوال الرياضية المشهورة؛ ويُعرف هذا التحويل بشكل عام بالمعادلة الآتية:

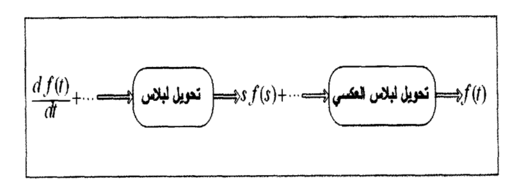
$$£[f(t)] = \int_0^\infty f(t). e^{-st} dt = f(s) \qquad (٩,٢٧)$$

حيث إن:

f(s): دالة تحويل لبلاس لدالة الزمن f(t)، علماً أن المتغير s يمثل الرقم التخيلي الآتي:

$$S = a + ib \quad ; \quad i = \sqrt{-1}$$

يُوضح الشكل رقم (٩,٦) أهم خطوات طريقة تحويلات لبلاس لحل المعادلات التفاضلية.



الشكل رقم (٩،٦). أهم خطوات تحويلات لبلاس.

مثال:

استعملْ طريقة تحويلات لبلاس لحل المعادلة التفاضلية الخاصة بكثافة النيوترونات الانشطارية الفورية فقط باعتبار أن المفاعل مستقر وإهمال النيوترونات المتأخرة علما أن: $n(0)=n_0 \quad ; \quad \frac{dn(t)}{dt}-\frac{\rho}{\Delta}n(t)=0$

الحل:

أولاً: تحويل لبلاس للمعادلة التفاضلية الأصلية:

$$s\,n(s)-n(0)-\frac{\rho}{\Delta}n(s)=0$$

ثانياً: حل هذه المعادلة الجبرية:

$$n(s)=n_0.\frac{1}{s-(\frac{\rho}{\Delta})}$$

ثالثاً: تحويل لبلاس العكسي للحل:

$$n(t)=n_0\times \pounds^{-1}[\frac{1}{s-\frac{\rho}{\Delta}}]=n_0.\exp(\frac{\rho.t}{\Delta})$$

(٩,٥,١,٢) دالة التحويل

تُعرف دالة التحويل في العديد من المجالات بأنها تعبير رياضي عن تأثر المعلومة، أو الإشارة الخارجة من نظام فيزيائي، مقارنةً بالمعلومة، أو الإشارة الداخلة في النظام. وتُكتب دالة التحويل بشكل عام وفق المعادلة الآتية:

$$\text{دالة التحويل} = Z(s) = \frac{\pounds[f_0(t)]}{\pounds[f_i(t)]} \qquad (٩,٢٨)$$

حيث إن:

$f_i(t)$: دالة الإشارة (المعلومة) الداخلة في النظام (السبب).

$f_0(t)$: دالة الإشارة (المعلومة) الخارجة من النظام (التأثير).

تُؤدي معرفة دالة التحويل، $Z(s)$ سواء عن طريق القياس أو التحليل الرياضي إلى معرفة خصائص النظام واستقراره؛ وذلك لأن معرفة هذه الدالة تؤدي إلى معادلة النظام الآتية:

$$f_0(s) = Z(s) f_i(s) \qquad (٩,٢٩)$$

(٩,٥,٢) دالة تحويل قدرة الصفر للمفاعل

عندما نبحث عن تغير القدرة مع الزمن لمفاعل مستقر نتيجة تغير بسيط في الفاعلية يجب حل معادلة المفاعل (٩,٢٤) واعتبار أن قدرة المفاعل الجديدة تصبح كما يلي:

$$P(t) = P_0 + P_1(t) \qquad ; \qquad t > 0 \qquad (٩,٣٠)$$

حيث إن:

P_0 : قدرة المفاعل عند حالة الاستقرار $(t=0)$

$P_1(t)$: القدرة الإضافية نتيجة إدخال كمية الفاعلية، $\rho(t)$

وعند تعويض $P(t)$ بهذه القيمة في المعادلة (٩,٢٤) وإهمال القيمة $P_1(t)\times\rho(t)$ لصغرها أمام $P_0\times\rho(t)$ ومع القليل من الترتيب نحصل على المعادلة الآتية :

$$\frac{dP_1(t)}{dt}=P_0\,\frac{\rho(t)}{\Delta}+\frac{\beta}{\Delta}.\int_0^\infty D(\tau)[P_1(t-\tau)-P_1(t)]d\tau \qquad (٩,٣١)$$

يُفضل عادة حل هذا النوع من المعادلات عن طريق تحويل لبلاس، وعند استعمال قاعدة الضرب الآتية :

$$\int_0^\infty f(\tau).g(t-\tau)d\tau=f(s).g(s) \qquad (٩,٣٢)$$

نحصل على تحويل لبلاس للمعادلة (٩,٣١) على النحو الآتي :

$$s.P_1(s)=\frac{P_0}{\Delta}\rho(s)+\frac{\beta}{\Delta}[D(s)].P_1(s)]-\frac{\beta}{\Delta}.P_1(s) \qquad (٩,٣٣)$$

علماً أن مجموع احتمالات إصدار النيوترونات المتأخرة تساوي الواحد الصحيح وفق المعادة الآتية :

$$\int_0^\infty D(\tau)d\tau=1 \qquad (٩,٣٤)$$

أما الدالة D(s) فتمثل تحويل لبلاس للدالة D(τ) المعرفة سابقاً (٩,٢٥).

$$D(s)=\pounds\left[\sum_{1=1}^{6}\frac{\beta_i\lambda_i}{\beta}.\exp(-\lambda_i\tau)\right]=\sum_{1=1}^{6}\frac{\beta_i\lambda_i}{\beta}.\frac{1}{s+\lambda_i} \qquad (٩,٣٥)$$

يُمكن أيضاً كتابة تحويل لبلاس للمعادلة الأصلية (٩,٣١) باستعمال دالة التحويل لتصبح على النحو الآتي :

$$P_1(t)=P_0\,Z(s)\rho(s) \qquad (٩,٣٦)$$

تُعبر دالة التحويل، Z(s) عن استجابة النظام (المفاعل) بسبب إدخال الفاعلية، ρ(t). وعندما تكون قدرة المفاعل قريبة من الصفر، فهذه الدالة تسمى دالة تحويل قدرة الصفر للمفاعل، P_0 . ويمكن في هذه الحالة اشتقاق Z(s) رياضياً بين المعادلة (٩,٣٣) والمعادلة (٩,٣٦) لنحصل على ما يلي:

$$Z(s) = \frac{1}{s}[\Delta + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{s+\lambda_i}]^{-1} \qquad (٩,٣٧)$$

وأخيراً، لمعرفة التغير النسبي لقدرة المفاعل مع الزمن نتيجة إدخال كمية الفاعلية البسيطة ρ(t) نقوم بتحويل لبلاس العكسي للمعادلة (٩,٢٤) واستعمال قاعدة الضرب فنحصل على النتيجة الآتية:

$$\frac{P_1(t)}{P_0} = \int_0^t Z(t-\tau)\rho(\tau)d\tau = £^{-1}[Z(s)]$$

$$= \frac{1}{\Delta} + \sum_{j=2}^{7} \frac{e^{s_j \times t}}{s_j[\Delta + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta\lambda_i}{(s_j+\lambda_i)^2}]} \qquad (٩,٣٨)$$

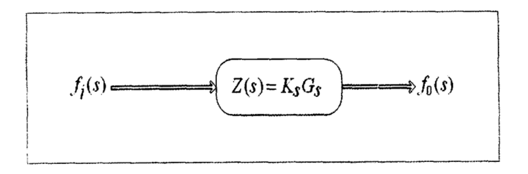
حيث إن:

s_j : جذور معادلة الفاعلية $Y(s) = 0$ التي تم شرحها في الفصل السابع، ونذكر أن هذه الدالة لها المعادلة الآتية:

$$Y(s) = \rho_0 - s(\Lambda + \sum_{l=1}^{6} \frac{\beta_i}{s+\lambda_i}) \qquad (٩,٣٩)$$

(٩,٥,٣) دائرة التحكم المفتوحة

يوضح الشكل رقم (٩,٧) دائرة التحكم المفتوحة بشكل عام، وتستعمل هذه الدائرة في الكثير من المجالات، ولا تقتصر على الهندسة النووية فقط.



الشكل رقم (٩,٧). دائرة التحكم المفتوحة.

(٩,٥,٣,١) دالة تحويل الدائرة المفتوحة

تُعرف دالة تحويل الدائرة المفتوحة وفق التعريف السابق لهذه الدالة بالمعادلة الآتية:

$$Z(s)=\frac{£[f_0(t)]}{£[f_i(t)]}=K_s G_s \qquad (٩,٤٠)$$

حيث إن:

Ks : ثابت خاص بالنظام.

Gs : معامل كسب النظام الذي يُعرف أيضاً بدالة تحويل قدرة الصفر، G(s) التي لها متغير تخيلي وفق المعادلة الآتية:

$$G_s=G(s)=x+iy \quad ; \quad (i=\sqrt{-1}) \qquad (٩,٤١)$$

(٩,٥,٣,٢) استجابة المفاعل لفاعلية جيبية

نبحث الآن استجابة المفاعل عند إدخال فاعلية جيبية، وذلك إثر تحرك ترددي لأحد قضبان التحكم مثلاً باعتبار أن الدائرة مفتوحة. وفي هذه الحالة تكون دالة الفاعلية الداخلة للنظام على النحو الآتي:

$$\rho(t)=\rho_0 Sin(\omega t) \qquad (٩,٤٢)$$

حيث إن :

$2\pi f = w$ ، علماً أن $f(Hz)$ يساوي تردد الحركة (تردد في الثانية).

وتتمثل استجابة النظام (المفاعل) نتيجة إدخال هذه الفاعلية في تغير قدرة المفاعل مع الزمن. ويُحسب هذا التغير بحل معادلة ديناميكا المفاعل (٩,٢٤) عن طريق تحويل لبلاس كما سبق شرحه لنحصل على ما يلي :

$$P(s) = P_0 Z(s)\, \rho(s) \qquad (٩,٤٣)$$

حيث إن :

Z(s) : دالة التحويل السابقة (دالة تحويل قدرة الصفر).

ρ(t) : تحويل لبلاس لدالة الفاعلية ، علماً بأن :

$$\rho(s) = \frac{\rho_0 . \omega}{s^2 + \omega^2} = \frac{\rho_0 . \omega}{(s + i\omega)(s - i\omega)} \qquad (٩,٤٤)$$

يُكمن حل هذه المسألة النهائي في تحويل لبلاس العكسي للمعادلة (٩,٤١)، الذي يُكتب حينئذ على النحو الآتي :

$$P(t) = P_0\, \rho_0 [|(Z(i\omega)|.Sin(\omega t + \phi)] + \omega . \sum_{i=1}^{6} \frac{e^{s_j \times t}}{(\omega^2 + s^2)(dY/ds) s_j} \qquad (٩,٤٥)$$

حيث إن :

Sj : جذور المعادلة الفاعلية.

Φ : زاوية الطور (زاوية تأخر الاستجابة).

$$\phi = Arg \{ \frac{\mathrm{Im}[Z(iw)]}{\mathrm{Re}[Z(iw)]} \} \qquad (٩,٤٦)$$

نلاحظ أن الجزء الأخير من المعادلة (٩,٤٥) ناتج عن قطب الدالة Z(s) المتمثل في معادلة الفاعلية Y(s) = 0. وبعد فترة من الزمن يبقى فقط الجذر $s_1 = 0$ مما يجعل هذا الجزء يتلاشى تدريجياً ليصبح التغير النسبي لقدرة المفاعل على النحو الآتي:

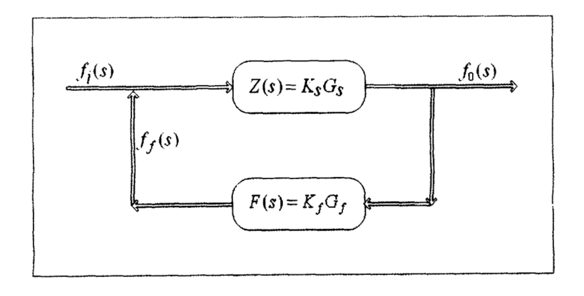
$$\frac{P(t)}{P_0} \approx \rho_0[|Z(i\omega)|.Sin(\omega t+\phi)] + \frac{1}{\omega.\Delta} \qquad (٩,٤٧)$$

$$t \rightarrow \infty$$

تجدر الإشارة إلى أن إدخال فاعلية على شكل جيبي في هذه الحالة يؤدي إلى إجابة غير متماثلة تماماً؛ ذلك لأن استجابة قدرة المفاعل لها التردد نفسه، لكن زاوية الطور متأخرة بمقدار Φ.

(٩,٥,٤) دائرة التحكم المغلقة

يُوضح الشكل رقم (٩,٨) دائرة التحكم المغلقة بشكل عام. وتستعمل هذه الدائرة أيضاً في الكثير من المجالات، كما هو الحال بالنسبة لدائرة التحكم المفتوحة السابقة.



الشكل رقم (٩,٨). دائرة التحكم المغلقة [١٣].

(٩,٥,٤,١) دالة تحويل الدائرة المغلقة

تُعرف دالة تحويل دائرة التحكم المغلقة وفق التعريف السابق بالمعادلة الآتية:

$$L(s) = \frac{f_0(s)}{f_i(s)} = \frac{K_s G_s}{1+(K_s G_s)(K_f G_f)} \qquad (٩,٤٨)$$

حيث إن:

$\frac{f_0}{f_i(s) - f_f(s)} = K_s G_s$: مساهمة النظام، علماً أن $f_f(s)$ تمثل تحويل لبلاس لدالة الارتداد.

$\frac{f_f(s)}{f_0(s)} = K_f G_f$: مساهمة عملية الارتداد لوحدها.

(٩,٥,٤,٢) دائرة التحكم المغلقة للمفاعل

لقد شرحنا في الفصل السابق أهمية معامل الفاعلية لتغير درجة الحرارة في سلامة المفاعل، وبيَّنا أن هذا المعامل يجب أن يكون سالباً لكي يحد من قدرة المفاعل عند ارتفاع درجة الحرارة. وسندرس الآن دالة التحويل الخاصة بدورة التحكم المغلقة التي تحتوي على ارتداد للفاعلية نتيجة ارتفاع درجة حرارة الوقود بسبب إدخال كمية من الفاعلية؛ ولهذا الغرض نفترض أن المفاعل مستقر قبل إضافة تغير بسيط للفاعلية خارجياً. وفي هذه الحالة، تؤدي هذه التغيرات في الفاعلية إلى زيادة أو نقصان في التفاعلات داخل الوقود، ومن ثم تغيرات في درجة حرارة الوقود التي يحكمها القانون الآتي:

$$\frac{dT_F(t)}{dt} = a P_1(t) - \omega_F T_F(t) \qquad (٩,٤٩)$$

حيث إن:

$P_1(t)$: التغير الناتج في القدرة : $P_1(t) = P(t) - P0 \quad ; \quad t > 0$

a : ثابت خاص بالسعة الحرارية وكثافة الوقود.

w_F : عكس ثابت الزمن لانتقال الحرارة في الوقود.

تُحسب الفاعلية الإجمالية لدورة التحكم المغلقة في هذه الحالة وفق المعادلة الآتية:

$$\rho(t) = \rho_{ex}(t) + \rho_f(t) \qquad (٩,٥٠)$$

حيث إن:

$\rho_{ex}(t)$: الفاعلية الخارجية الناتجة عن تحرك قضبان التحكم.

$\rho_f(t)$: الفاعلية المرتدة الناتجة عن تغير درجة الحرارة الوقود، علماً أن:

$$\rho_f(t) = \int_0^t f_f(\tau) P_1(t-\tau)\, d\tau \qquad (٩,٥١)$$

عند الأخذ بهذه الحسابات وتعويض ما يلزم في معادلة ديناميكا المفاعل (٩,٢٤) نحصل على معادلة دائرة التحكم المغلقة للمفاعل الآتية:

$$\frac{dP_1(t)}{dt} = \frac{1}{\Delta}[\rho(t) + \int_0^\infty f_f(\tau)\, P_1(t-\tau)].[P_0 + P_1(t)]d\tau + \frac{\beta}{\Delta}\int_0^\infty D(\tau)[P_1(t-\tau) - P_1(t)]d\tau \qquad (٩,٥٢)$$

هذه المعادلة العامة غير خطية، ولجعلها كذلك نفترض أن التغير في القدرة بسيط $(P(t) << P_0)$ مما يسمح بكتابتها من جديد على النحو الآتي:

$$\frac{dP_1(t)}{dt} = \frac{P_0}{\Delta}\rho(t) + \frac{1}{\Delta}\int_0^\infty [\beta.D(\tau) + P_0.f_f(\tau)]\times P_1(t-\tau)d\tau - \frac{\beta}{\Delta}.P_1(t) \qquad (٩,٥٣)$$

يُمكن الآن حل هذه المعادلة باستعمال طريقة تحويل لبلاس كما سبق شرحه، فنحصل على ما يلي:

$$sP_1(t) = \frac{P_0}{\Delta}\rho(s) + \frac{\beta}{\Delta}.D(s).P_1(s) + \frac{P_0}{\Delta}.F(s).P_1(s) - \frac{\beta}{\Delta}.P_1(s) \qquad (٩,٥٤)$$

وعند استعمال دوال التحويل لدائرة التحكم المغلقة تُكتب هذه المعادلة على النحو الآتي :

$$P_1(t) = P_0.[\frac{Z(s)}{1 - P_0.F(s).Z(s)}].\rho(s) = P_0.\mathrm{L}(s).\rho(s) \quad (٩,٥٥)$$

حيث إن :

Z(s) : دالة التحويل السابقة لقدرة الصفر.

F(s) : دالة التحويل المرتدة.

ويُلاحظ أن $L(s) \leftarrow Z(s)$ عندما تؤول قدرة استقرار المفاعل إلى الصفر ($P_0 \rightarrow 0$) ، يُؤدي تحويل لبلاس العكسي للمعادلة (٩,٤٨) إلى معرفة التغير النسبي لقدرة المفاعل مع الزمن بسبب إضافة الفاعلية الخارجية والمرتدة. وباستعمال قاعدة الضرب نحصل على التحويل العكسي الآتي :

$$\frac{P_1(t)}{P_0} = \int_0^t l(t-\tau).\rho_{ex}(\tau)\, d\tau \quad (٩,٥٦)$$

حيث إن :

$£\,[L(s)] = l(t)$ تحويل لبلاس العكسي لدالة التحويل L(s).

(٩,٥,٤,٣) استجابة المفاعل لفاعلية جيبية

ندرس الآن المثال السابق الخاص بمفاعل مستقر تحت تأثير فاعلية تحرك ترددي لأحد قضبان التحكم، لكن في هذه المرة نعتبر دائرة التحكم مغلقة. وهكذا يصبح التأثير ناتجاً عن الفاعلية الخارجية والفاعلية المرتدة بسبب تغير درجة حرارة الوقود.

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \rho_{ex}(t) + \rho_f(t) \\ &= \rho_0 Sin(\omega t) + \alpha_f T_F(t) \end{aligned} \quad (٩,٥٧)$$

حيث إن :

α_T : معامل الفاعلية لتغير درجة الحرارة.

$T_F(t)$: دالة درجة حرارة الوقود.

عند تعويض $\rho(t)$ بهذه القيمة في معادلة ديناميكا المفاعل (٩,٥٣) وحلها عن طريق تحويل لبلاس، كما سبق شرحه باستعمال دوال التحويل، نحصل على المعادلة الآتية:

$$\frac{P_1(s)}{P_0} = \frac{Z(s)}{1 - F(s).Z(s)} = \mathrm{L}(s).\rho_{ex}(s) \qquad (٩,٥٨)$$

حيث إن:

$Z(s)$: دالة تحويل قدرة الصفر.

$F(s)$: دالة التحويل المرتدة الناتجة عن تغير درجة الحرارة التي اُشتقت من المعادلة (٩,٤٩) والمعادلة (٩,٥٧).

$$F(s) = \rho_f \,.\, P_1(s) = \frac{a.\alpha_F}{\omega_F + s} \qquad (٩,٥٩)$$

ويكمنُ الحل النهائي لهذه المسألة في حساب تحويل لبلاس العكسي للمعادلة (٩,٥٨) باستعمال قاعدة الضرب للحصول على التغير النسبي لقدرة المفاعل مع الزمن كما يلي:

$$\frac{P_1(t)}{P_0} = \int_0^t l(t-\tau).\rho_{ex}(\tau)\, d\tau \qquad (٩,٦٠)$$

بعد الفترة الانتقالية السريعة تصبح استجابة المفاعل لها تردد الفاعلية الخارجية نفسها، w لكن متأخرة بزاوية الطور، Φ كما هو واضح في معادلة الحل الآتية:

$$\frac{P_1(t)}{P_0} = |\,\mathrm{L}(i\omega)\,|\,.Sin(\omega t + \phi)$$

$$t \to \infty \qquad (٩,٦١)$$

$$\phi \quad = Arg\,[\mathrm{L}(i\omega)]$$

(٩,٥,٤,٤) تحليل الاستقرار الخطي للمفاعل

يعتمد استقرار المفاعل على قيم جذور دالة التحويل التي تقتصر على جذور البسط بالنسبة لدائرة التحكم المغلقة ؛ ولهذا يجب فقط حل المعادلة الآتية :

$$1 - F(s).Z(s) = 0 \qquad (٩,٦٣)$$

تُوجد طرائق بيانية متعددة في مجال نظرية التحكم الخطي للحصول على جذور هذه المعادلة. لكن عند إضافة بعض الافتراضات الواقعية، مثل إهمال قيمة عمر دورة النيوترونات، Δ لصغرها أمام S واعتماد مجموعة واحدة للنيوترونات المتأخرة، يمكن حساب جذور المعادلة (٩,٦٢) رياضياً والحصول على الجذور التالية :

$$s\pm = \frac{1}{2}\omega_F \left(\frac{P_0 . A_F}{\beta} - 1\right). \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4.N_F}{M_F}}\ \right] \qquad (٩,٦٤)$$

حيث إن :

$$A_F = \frac{a \times \alpha_F}{w_F}$$

$$N_F = \frac{P_0 \times A_F}{\beta} (\lambda / w_F)$$

$$M_F = \left(\frac{P_0 \times A_F}{\beta - 1}\right)^2$$

إذا كان معامل الفاعلية لتغير درجة الحرارة موجباً $(A_F \approx \alpha_F > 0)$ نُلاحظ أن الجزء تحت الجذر في المعادلة السابقة يكون موجباً وأكبر من الواحد، مما يجعل أحد الجذور موجباً والآخر سالباً. وهذه الحالة يجب تفاديها لأنها تؤدي إلى عدم استقرار المفاعل (تزايد في القدرة بلا حدود). لكن عندما يكون معامل الفاعلية لدرجة الحرارة سالباً $(\alpha_F < 0)$ ، فإن الأجزاء الحقيقية لكلا الجذرين S يكون سالباً، مما يؤدي إلى استقرار المفاعل بسبب الفاعلية المرتدة التي تجعل حداً للتزايد الأُسي لقدرة المفاعل عند ارتفاع درجة حرارة الوقود.

(٩,٦) تمارين

١- اذكرْ أهم أدوات التحكم في المفاعل، وأعطِ مثالاً لكل منها.

٢- اشرحْ دور قضبان التحكم وأفضل طريقة لتوزيعها داخل المفاعل. ولماذا؟

٣- وَضِّحْ قدرة التحكم للمواد الماصة للنيوترونات في المبرد ودورها في عملية التحكم في المفاعل.

٤- ارسمْ شكلاً يوضح كُلاً من دورة التحكم المفتوحة ودورة التحكم المغلقة.

٥- ما أفضل الطرائق الرياضية لحل دوائر التحكم، موضحاً أهم خطوات هذه الطريقة؟

٦- يحتوي مفاعل نووي للماء المضغوط **PWR** على عشرين مجموعة من أقلام الوقود، داخل كل منها قضيب تحكم أسطواني الشكل، ارتفاعه يساوي ارتفاع قلب المفاعل. الفاعلية لكل قضيب تحكم عند إدخاله تماماً في قلب المفاعل تساوي $\rho_w(H) = -2\%$، فاحسبْ ما يلي:

أ) الفاعلية الناتجة عن إدخال قضيب واحد للتحكم مسافة ثلاثة أمتار.

ب) المسافة اللازمة لإدخال متساو لكل قضبان التحكم لإخماد المفاعل.

٧- عند بداية تشغيل مفاعل نووي للماء المغلي (BWR) كان معامل الاستعمال الحراري $f_o = 0.92$ وتركيز حامض البريك (H_3BO_3) في ماء التبريد لمعالجة تراكم المواد السامة يساوي 2g/liter. علماً أن الفاعلية السالبة عند اتزان الزينون والسمريوم تساوي $\rho_x = -0.026$ و$\rho_{sm} = -0.0046$ على التوالي، فاحسبْ ما يلي:

أ) كمية حامض التبريد اللازم سحبها من ماء التبريد عند اتزان الزينون.

ب) الكمية الإضافية اللازم سحبها من ماء التبريد مجدداً عند اتزان السمريوم.

ج) تركيز حامض البريك في ماء التبريد بعد فترة اتزان كل من الزينون والسمريوم.

٨- عند بداية تشغيل مفاعل نووي للماء المضغوط (PWR) ترفع قضبان التحكم تدريجياً فيصل المفاعل إلى قدرة الصفر ثم مستوى القدرة المطلوبة، وأثناء هذه العملية وجد أن معامل الفاعلية لتغير درجة حرارة الوقود والمهدئ من قدرة الصفر إلى قدرة التشغيل المطلوبة تساوي تتالياً:

$$\alpha_F = -1.0 \times 10^{-5} \quad \frac{\Delta k}{k} / {}^0C$$

$$\alpha_M = -2.0 \times 10^{-4} \quad \frac{\Delta k}{k} / {}^0C$$

فاحسبْ في هذه الحالة ما يلي:

أ) الفاعلية المرتدة الناتجة عن ارتفاع درجة حرارة الوقود من 275c° إلى 650c°.

ب) الفاعلية المرتدة الناتجة عن ارتفاع درجة حرارة المهدئ من 275c° إلى 300c°.

ج) إجمالي الفاعلية المرتدة، ثم كيفية معالجتها للمحافظة على مستوى القدرة المطلوب.

٩- أثناء إخماد المفاعل النووي للحالات الطارئة يتم إدخال كل قضبان التحكم بسرعته في قلب المفاعل ويمكن في اللحظات الأولى من هذه العملية افتراض أن النيوترونات المتأخرة تبقى ثابتة وتساوي:

$$\sum^{6} \lambda_i C_i(0) = \frac{\beta}{\Delta} P_0$$

لكن على الرغم من سرعة هذه العملية، فإن الفاعلية غير ثابتة وتتغير مع الزمن وفق الدالة $\rho(t) = -\gamma t$ وفي هذه الحالة اكتبْ ما يلي:

أ) معادلة ديناميكا المفاعل أثناء اللحظات الأولى لإخماد المفاعل.

ب) حل هذه المعادلة بطريقة لبلاس للحصول على تغير قدرة المفاعل في اللحظات الأولى من إخماد المفاعل.

١٠- أثناء القفزة الفورية لفاعلية مفاعل نووي مستقر، الناتجة عن تأثير خارجي ($\rho_{ex}<\beta$)، يفترض أن تأثير النيوترونات المتأخرة ثابت، حيث إن $C(0)=\frac{\beta}{\lambda\Delta}P_0$ ، علماً أن ارتداد الفاعلية نتيجة الارتفاع المفاجئ لدرجة حرارة الوقود يساوي $\rho_f(t)=\alpha_f T(t)$ ، فاكتبْ ما يلي.

أ) معادلة ديناميكا المفاعل أثناء اللحظات الأولى للتدخل مع الأخذ بالحسبان لارتداد الفاعلية.

ب) حلْ هذه المعادلة بطريقة لبلاس (دائرة مغلقة) للحصول على تغير قدرة المفاعل في اللحظات الأولى للتدخل الخارجي.

الفصل العاشر

النقل الحراري داخل المفاعل

• مقدمة • مبادئ النقل الحراري • الإنتاج الحراري للمفاعل • انتشار حرارة الوقود • انتقال الحرارة إلى المبرد (الحالة السائلة) • انتقال الحرارة إلى المبرد (مرحلة الغليان) • التصميم الحراري للمفاعلات • تمارين

(١٠,١) مقدمة

يعتمد التصميم الهندسي للمفاعلات النووية على الاختيار الأمثل للمواد من الناحية الميكانيكية، والخصائص النووية، والاقتصادية. ويعتمد كذلك على توزيع تلك المواد بشكل يوفي بالأهداف التي صُمم من أجلها المفاعل مع المحافظة على سلامة المحطة والبيئة. ويؤدي توزيع الوقود وخصائصه دوراً مهماً في تصميم المفاعلات، أما دور المواد الناقلة للحرارة فهو يصبح أساسياً بالنسبة لمفاعلات القدرة الكهربائية؛ لأن ما يتميز به الوقود النووي عن الوقود الأحفوري هو أن الطاقة الحرارية الناتجة عن الانشطارات النووية غير محدودة، مما يسبب ذوبان الوقود وإتلافه إذا لم يُبرد بطريقة مناسبة. وتتأثر كذلك الخصائص النووية للوقود والمواد الأخرى بتغيير درجة الحرارة، مما يحتم أخذ ذلك في الحسبان أثناء التصميم؛ ولهذا فإن طريقة تبريد الوقود ونوعية المادة الماصة للحرارة هما اللذان يحددان في الواقع نوع المفاعل وحجمه وخصائصه.

يؤدي التحليل الحراري للمفاعل أثناء التصميم إلى التعرف على توزيع درجة الحرارة من خلال الحسابات النووية لفيض النيوترونات، والتفاعلات داخل المفاعل. وتساعد هذه الحسابات الأولية في ضبط الحدود والقيود الحرارية التي يجب عدم تجاوزها لسلامة المحطة في كل حالات تشغيل المفاعل. ومن بين هذه القيود درجة حرارة الوقود التي يجب أن تكون دائماً أقل من درجة حرارة ذوبانه، وتحديد الكثافة القصوى للقدرة الحرارية التي يمكن أن يمتصها نظام التبريد، والعمل على تشغيل المفاعل ما دون ذلك. توضع هذه القيود الحرارية وأخرى ميكانيكية وإشعاعية للمحافظة على مكونات المفاعل طوال عمره لسلامة المحطة والبيئة. وسنتناول في هذا الفصل التحليل الحراري للمفاعلات وكيفية نقل حرارة قلب المفاعل والاستفادة منها لإنتاج القدرة الكهربائية عن طريق تشغيل التربينات البخارية.

(١٠,٢) مبادئ النقل الحراري

نذكر في بداية هذا الفصل القوانين الأساسية للنقل الحراري وحساب عدم وجود مصدر داخلي للحرارة في المادة أولاً. وسنتناول موضوع الانتقال الحراري المهم مع وجود مصدر حراري كما هو الحال بالنسبة لقضبان الوقود فيما بعد. تنتقل الحرارة من نقطة إلى أخرى في المادة عن طريق التوصيل، أو الحمل، أو كليهما، وأيضاً عن طريق الإشعاع لكن بمستوى أقل خاصة بالنسبة للمفاعلات النووية.

(١٠,٢,١) النقل الحراري بالتوصيل

تنتقل الحرارة بالتوصيل من نقطة إلى أخرى في المواد الصلبة عن طريق تفاعل جزيئات وإلكترونات المادة دون حدوث انتقال ظاهر لها. ويُعرف التدفق الحراري بالتوصيل، بقانون "فوريي"، الذي يعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$q = -kA\frac{dT}{dx} \qquad (١٠,١)$$

حيث إن:

q: المعدل الزمني لتدفق الحرارة (W) أو (J/sec).

A: المساحة المتعامدة لاتجاه انتقال الحرارة (m^2).

$\frac{dT}{dx}$: فرق الحرارة في النقطة والاتجاه المحدد ($^0C/m$) أو ($^0K/m$).

k: معامل التوصيل الحراري للمادة (W/m^0K).

يُعدُّ معامل التوصيل الحراري k من أحد الخصائص الفيزيائية المهمة للمادة، وهو أيضاً مرتبط بدرجة الحرارة، إلا أنه غالباً ما يُعد ثابتاً لكل مادة لأن تغيرات الحرارة تكون صغيرة نسبياً في أكثر المواد استعمالاً.

يوجد تطابق كبير بين دوائر التوصيل الحراري ودوائر التوصيل الكهربائي، بحيث يمكن كتابة معادلة التوصيل الحراري السابقة على شكل قانون أوم المعروف للتوصيل الكهربائي الآتي:

$$q = kA(\frac{T_1 - T_2}{x_1 - x_2}) = \frac{\Delta T}{(L/k.A)}$$

$$I = \frac{E}{R} \qquad (١٠,٢)$$

حيث إن:

ΔT: فرق درجة الحرارة بين النقطة x_1 والنقطة x_2 في المادة المحددة (مماثل لفرق الجهد الكهربائي E).

$L = x_1 - x_2$: معدل طول المسافة في المادة بين النقطتين.

$\frac{L}{kA}$: المقاومة الحرارية للمادة (مماثل للمقاومة الكهربائية R).

q: معدل تدفق الحرارة في الثانية (مماثل للتيار الكهربائي I)

(١٠,٢,٢) النقل الحراري بالحمل

تنتقل الحرارة بالحمل عند تلامس سائل أو غاز بسطح ساخن، وذلك عن طريق التحرك الطبيعي للسائل، أو الغاز بسبب اختلاف الكثافة الناتجة عن اختلاف درجة الحرارة. وتستعمل أحياناً مضخة لدفع السائل، أو الغاز، لزيادة سرعة جريانه تحسيناً لكفاءة نقل الحرارة. وتتزايد كفاءة انتقال الحرارة بالحمل الجبري هذا كلما زادت قدرة مضخة الدفع. ويعرف الانتقال الحراري بالحمل الطبيعي، أو الجبري، بقانون نيوتن، الذي يُعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$q = h\,A(T_S - T_f) \qquad (١٠,٣)$$

حيث إن:

q: معدل التدفق الحراري بالحمل من أو إلى مساحة السطح A. (W).

$(T_s - T_f)$: فرق درجتي حرارة السطح الساخن (T_s) وسائل التبريد (T_f).

h: معامل الانتقال الحراري للمادة $(W/m^{2}\,{}^{0}K)$.

تجدر الإشارة إلى أن معامل الانتقال الحراري h مرتبط بعوامل كثيرة منها نوعية السائل، ودرجة حرارته، وسرعة جريانه، وشكل السطح الفاصل، ومساحته؛ ولهذا فإن معامل الانتقال الحراري h في الواقع خاص بنظام محدد، ويصعب حساب قيمته نظرياً، إلا أن وجود عدة معادلات شبه تجريبية تُسهل هذه العملية كما سنرى لاحقاً. وكذلك من الأمور المهمة لحساب h تعريف واضح لدرجة حرارة سائل التبريد، T_f التي عادة ما تعادل المتوسط العام لدرجة حرارة سائل التبريد، الذي يحسب حسب المعادلة الآتية:

$$T_f = \frac{\int_A \rho . C_p . T . dA}{\int_A \rho . C_p . dA} \qquad (١٠,٤)$$

حيث إن :

C_p وT وρ: تمثل معامل الحرارة النوعي ودرجة الحرارة وكثافة السائل تتالياً.

dA: مساحة المقطع العرضي للقناة التي يسري فيها السائل.

يلاحظ أيضاً إمكانية كتابة معادلة انتقال الحرارة بالحمل السابقة (١٠,٣) على شكل معادلة قانون أوم الآتية :

$$q = \frac{\Delta T}{1/hA} \approx \frac{E}{R} \qquad (١٠,٥)$$

حيث إن :

ΔT : فرق درجة الحرارة (مماثل لفرق الجهد E).

$\frac{1}{hA}$: مقاومة انتقال الحرارة بالحمل (مماثل للمقاومة الكهربائية R).

مثال لدائرة حرارية :

أوجد المعامل الحراري الإجمالي لنظام يحتوي على أنبوب يمر داخله سائل ساخن. علماً أن نصف قطر الأنبوب الداخلي والخارجي يساوي كل منهما a وb تتالياً، أما المعامل الحراري للسطح الداخلي A_a والخارجي A_b فيساوي كل منهما h_a وh_b تتالياً.

الحل :

تحتوي دائرة هذا المثال على ثلاث مقاومات حرارية، اثنتين منها ناتجتين عن انتقال الحرارة بالحمل، والثالثة ناتجة عن انتقال الحرارة بالتوصيل خلال جدار الأنبوب ؛ ولهذا يمكن كتابة المعادلات الآتية :

- $q_t = (\frac{T_a - T_b}{R_t}) = H_b . A_b (T_a - T_b)$

المعامل الحراري الإجمالي : $\Rightarrow H_b = \frac{1}{A_b R_t}$

مجموع المقاومات الثلاث: $R_t = R_a + R_w + R_b$

$$\bullet\ q_w = -K(2\pi r l)\frac{dt}{dr} = \frac{\Delta T}{R_w}$$

مقاومة جدار الأنبوب: $\Rightarrow R_w = \dfrac{Ln(b/a)}{2\pi l.K}$

مقاومة الوسط الداخلي والخارجي: $R_b = \dfrac{1}{h_b.A_b}$; $R_a = \dfrac{1}{h_a A_a}$

وأخيراً، نحسب المعامل الحراري الإجمالي للنظام كما يلي:

$$H_b = \frac{1}{A_b.R_t} = [\frac{1}{\frac{b}{a.h_a} + \frac{b.Ln(b/a)}{K} + \frac{1}{h_b}}]$$

(١٠,٢,٣) النقل الحراري بالإشعاع

تصدر وتمتص كل الأجسام شعاعاً حرارياً على شكل موجات إلكترومغناطيسية، وتختلف قوة الإشعاع والامتصاص الحراري للأجسام حسب نوعية المادة ودرجة حرارتها، وكذلك حالتها الفيزيائية (ناعمة، خشنة إلى آخره). فمثلاً عند وضع جسمين متقابلين يفصلهما وسط غير ماص للحرارة مثل الفراغ، أو قليل الامتصاص مثل الهواء الجاف، يحصل تبادل حراري بينهما من خلال إصدار الإشعاعات الحرارية وامتصاصها لكل منهما. وتحسب محصلة معدل التدفق الحراري في هذه الحالة من الجسم الساخن إلى الجسم البارد وفق المعادلة الآتية:

$$q = A_1.\sum \varepsilon_{1,2}\ .\sigma.(T_1^4 - T_2^4) \qquad (١٠,٦)$$

حيث إن:

q : معدل التدفق الحراري (W).

A_1 : مساحة الجسم الساخن (m^2).

$\varepsilon_{1,2}$: معامل التبادل الحراري للجسم الساخن والبارد.

($\varepsilon_{1,2}=1$)، إذا كان الجسمان أسودين (أي يمتصان كل الإشعاعات الحرارية).

$\sigma = 5.68x10^{-8}$ $W/m^2.^0K^4$ ثابت.

T_1وT_2 درجة حرارة الجسم الساخن والجسم البارد تتالياً.

تجدر الإشارة إلى أن نقل الحرارة بالإشعاع لا يستعمل إلا نادراً في المفاعلات النووية، وذلك لنقله كميات بسيطة لحرارة غازات التبريد إلى الجرافيت، كما هو الحال في المفاعلات النووية الغازية (HGPR). أما نقل الحرارة في المفاعلات الأخرى فيُستعمل الحمل والتوصيل الحراري فقط.

(١٠,٣) الإنتاج الحراري للمفاعل

يرتكز التحليل الحراري للمفاعل على حساب توزيع الحرارة الناتجة عن الانشطارات النووية داخل قلب المفاعل. وكما سبق شرحه في الفصول السابقة، فإن الطاقة الإجمالية لكل انشطار تساوي حوالي 200 MeV، وتظهر هذه الطاقة على شكل طاقة حركية لشظايا الانشطار وجسيمات النظائر المشعة، والنيوترونات، وأشعة جاما، وإشعاع النيوترينو. وباستثناء طاقة النيوترينو (حوالي ٥٪) التي تخرج من المفاعل، فإن بقية طاقة الانشطار يتم امتصاصها داخل المفاعل. تتوزع هذه الطاقة في مختلف أنحاء قلب المفاعل خاصة، ويتركز أهمها في قضبان الوقود، ثم المهدئ، ثم بقية مكونات المفاعل.

(١٠,٣,١) الإنتاج الحراري لقضبان الوقود

تُعد قضبان الوقود المصدر الأساسي لإنتاج الطاقة الحرارية في قلب المفاعل؛ لأنها تستحوذ على حوالي تسعين في المئة من طاقة الانشطار، وذلك لأن مسافة اختراق شظايا الانشطار وجسيمات النظائر المشعة قصير جداً، ويتم امتصاص طاقتها

الحرارية في مكان الانشطار. وتمتص قضبان الوقود أيضاً جزءاً من طاقة أشعة جاما والنيوترونات، أما الجزء المتبقي لهذه الإشعاعات فيمتص في المهدئ والمبرد ثم العواكس ومكونات المفاعل الأخرى؛ ولهذا فإن إنتاج الحرارة له ارتباط وثيق بالانشطارات النووية التي بدورها مرتبطة بفيض النيوترونات. وبما أن هذا الفيض يختلف حسب موقع قضبان الوقود فكذلك يكون الحال بالنسبة لإنتاج الحرارة؛ ولهذا يحسب معدل الإنتاج الحراري لوحدة الحجم حسب الموقع داخل قلب المفاعل وطاقة النيوترونات وفق المعادلة الآتية:

$$q'''(r) = E_d \int_0^{\infty} \Sigma_f E).\phi(r,E)dE = E_d \overline{\Sigma}_f \, \phi_T(r) \qquad (١٠,٧)$$

حيث إن:

Ed: الطاقة الممتصة في قضبان الوقود لكل انشطار (180 MeV).

$\overline{\Sigma}_f$: متوسط المقطع العرضي المجهاري لانشطار الوقود.

$\Phi_T(r)$: فيض النيوترونات الحرارية حسب الموقع.

لقد شرحنا في الفصل السادس أن فيض النيوترونات الحرارية داخل قلب المفاعلات الأسطوانية غير المتجانسة والأكثر استعمالاً يختلف حسب الموقع ويحسب وفق المعادلة الآتية:

$$\phi_T(r,Z) = \frac{1.16 \times P}{E_R \, \overline{\Sigma}_f \, H \, a^2 n} . J_0 (\frac{2.405.r}{R}) \cos(\frac{\pi.Z}{H}) \qquad (١٠,٨)$$

حيث إن:

R وH: نصف قطر وارتفاع المفاعل الأسطواني تتالياً.

E_R: الطاقة الممتصة بقضبان الوقود لكل انشطار بوحدة الجول.

a: نصف قطر قضبان الوقود وn عدد القضبان داخل قلب المفاعل.

J_0: دالة بيسال لدرجة الصفر.

P : قدرة المفاعل.

وعند تعويض فيض النيوترونات الحرارية بهذه القيمة في المعادلة السابقة (١٠,٧) نحصل على تغير معدل الإنتاج الحراري لوحدة الحجم وفق المعادلة الآتية:

$$q'''(rZ) = \frac{1.16 \times P.E_d}{H.a^2.n.E_R}.J_a(\frac{2.405.r}{R})\cos(\frac{\pi.Z}{H}) \qquad (١٠,٩)$$

يتضح من هذه المعادلة أن أكبر إنتاج حراري يكون وسط قلب المفاعل (z = 0) وسط القضيب المركزي (r = 0)، وتعدُّ القيمة القصوى للإنتاج الحراري هذه q'''_{max} أحد الحدود الحرارية المذكورة سابقاً.

$$q'''_{max} = \frac{1.16 \times P.E_d}{H.\, a^2.n.E_R} \qquad (١٠,١٠)$$

(١٠,٣,٢) الإنتاج الحراري للإشعاعات (n,γ)

يُمتص حوالي عشرة في المئة من طاقة كل انشطار خارج قضبان الوقود، ويتركز ذلك خاصة في المهدئ، والمبرد، ومكونات المفاعل الأخرى. وتحمل النيوترونات حوالي اثنين في المئة من طاقة كل انشطار خارج قضبان الوقود، ويتوزع امتصاصها بالتساوي تقريباً في كل أنحاء المفاعل. أما الباقي الذي يمثل حوالي ثمانية في المئة فتحمله أشعة جاما ويصعب تحديد مواقع امتصاصها بدقة، إلا أنه يمكن تقدير معدل إنتاجها الحراري وفق المعادلة الآتية:

$$q'''(r) = \int \phi_\gamma(r,E_\gamma).E_\gamma.\mu(E_\gamma)dE_\gamma \qquad (١٠,١١)$$

حيث إن:

$\phi_\gamma(r,E_\gamma)$: فيض أشعة جاما بدلالة الموقع والطاقة.

$\mu(E\gamma)$: معامل الامتصاص الخطي لأشعة جاما حسب طاقتها.

E_γ : طاقة أشعة جاما.

(١٠,٣,٣) الإنتاج الحراري للنظائر المشعة

تصل كمية الطاقة المنتجة بسبب تفكيك النظائر المشعة إلى حوالي سبعة في المئة من قدرة المفاعل الأصلية، إذا تم تشغيل هذا المفاعل بضعة أيام فما فوق. ويتواصل إنتاج الطاقة بهذه الطريقة حتى بعد إطفاء المفاعل تماماً، مما يحتم مواصلة تبريده لمدة معينة بعد إخماد التفاعلات الانشطارية، وذلك لمنع ارتفاع درجة حرارة الوقود وربما ذوبانه وإتلافه.

عند إخماد التفاعلات الانشطارية بإدخال كل قضبان التحكم في قلب المفاعل لا تنزل قدرته إلى الصفر، بل تصل إلى حوالي أربعة في المئة من قدرته الأصلية مباشرة، ثم تتناقص تدريجياً مع الزمن وفق ثوابت تفكك النظائر المشعة. وتحسب نسبة قدرتي المفاعل وكذلك معدلي الإنتاج الحراري بعد وقبل إخماد المفاعل وفق المعادلة شبه التجريبية الآتية:

$$\frac{P}{P_0}(t_s) = \frac{q'''}{q_0'''}(t_s) = 0.95 \times t_s^{-0.26} \times [1 - (1 + \frac{t_0}{t_s})^{-0.2}] \qquad (١٠,١٢)$$

حيث إن:

P_0 و P: قدرة المفاعل قبل وبعد الإخماد.

t_s: المدة الزمنية منذ إخماد المفاعل.

t_0: المدة الزمنية لتشغيل المفاعل قبل إخماده.

(١٠,٤) انتشار حرارة الوقود

لقد تناولنا في بداية هذا الفصل موضوع انتقال الحرارة بالتوصيل في مادة صلبة خالية من مصدر داخلي للحرارة. وهذه الحالة تتناسب مثلاً مع انتقال الحرارة داخل

غلاف الوقود، لكنها لا تتناسب مع انتشار الحرارة داخل قضبان الوقود التي تحتوي على مصادر حرارية ناتجة عن التفاعلات النووية. ولحساب انتشار الحرارة لهذه الحالة الأخيرة نفرض أن لدينا حجماً مادياً، v يحتوي على مصدر داخلي للحرارة في حالة مستقرة، مما يحتم تساوي كل من الحرارة المنتجة داخل الحجم v والحرارة المتدفقة خارجه. وهذا ما يُعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$\int_v div\, q'' dv = \int_v q''' dv$$
$$\Rightarrow div\, q'' - q''' = 0 \qquad (١٠,١٣)$$

حيث إن:

$-Kgrad(T) = \frac{q}{A} = q''$: فيض التدفق الحراري ($W/sec.cm^2$).

q''' : معدل الإنتاج الحراري لوحدة الحجم ($W/sec.cm^3$).

عند تعويض فيض التدفق الحراري بقيمته السابقة تصبح معادلة انتشار الحرارة في وسط مادي يحتوي على مصدر داخلي للحرارة كما يلي:

$$\nabla^2 T + \frac{q'''}{K} = 0 \qquad (١٠,١٤)$$

حيث إن:

$\nabla^2 T$: لبلاسيان درجة الحرارة، $(\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2})$

K : معامل التوصيل الحراري للمادة ($W/m\, ^0K$).

تُعرف هذه المعادلة بقانون "بواسون" وتستعمل لحساب توزيع الحرارة داخل قضبان الوقود المختلفة. وبشكل عام، فإن الحرارة المنتجة داخل الوقود تنتقل نحو الخارج في اتجاه طول نصف القطر سواء كانت القضبان على شكل ألواح، أو أسطوانية، وذلك بسبب ارتفاع درجة الحرارة كلما اقتربنا من مركز قضيب الوقود.

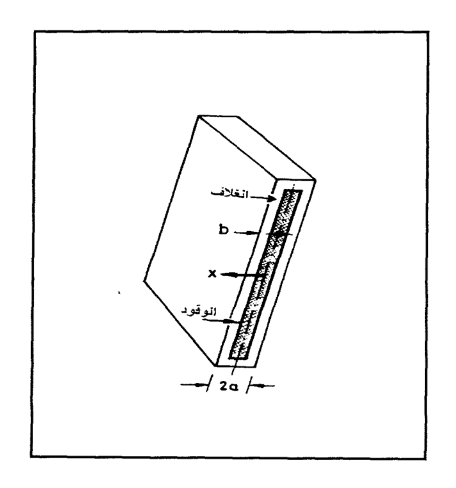
أما انتقال الحرارة من سطح القضيب وخلال الغلاف فتكون عن طريق التوصيل، الذي يحسب وفق قانون (فوريي)، الذي سبق ذكره. ويوضح الجدول رقم (١٠,١) الخصائص الفيزيائية لبعض المواد المهمة التي تستخدم في صناعة الوقود النووي ووسائل التبريد في المفاعلات النووية.

الجدول رقم (١٠,١). الخصائص الفيزيائية لبعض المواد المهمة للمفاعلات النووية.

المادة	درجة الحرارة ^0C	الكثافة g/cm^3	معامل التوصيل الحراري w/cm^0K	ثابت التمدد m/m^0K	السعة الحرارية J/Kg
ثاني أكسيد اليورانيوم-UO_2	540-2700	10.4	.024	$1.75x10^{-5}$	221
اليورانيوم الجرافيت-UC	540-1400	12.6	.130	$1.08x10^{-5}$	140
الحديد غير قابل للصدأ-SST(304)	340	8.0	.163	$1.73x10^{-5}$	325
الزركونيوم-Zr	340	6.44	.107	$6.10x10^{-6}$	183
الماء عند ضغط ١٥٥-bars	300	0.72	.004	-	2930
الصوديوم	540	0.81	.542	-	698
الهيليوم	540	-	.002	-	-
غاز الانشطار-(Xe+Kr)	340	-	$1.3x10^{-4}$	-	-

(١٠,٤,١) قضبان الوقود على شكل ألواح

إذا كان قضيب الوقود على شكل لوح سمكه يساوي 2a كما هو موضح في الشكل رقم (١٠,١)، فإن تدفق الحرارة يكون على حسب الاتجاه العمودي على المحور x ، ويختلف انتشار الحرارة داخل الوقود عن انتشار الحرارة داخل الغلاف.



الشكل رقم (١٠,١). قضيب وقود نووي على شكل لوح [١٣].

(١٠,٤,١,١) توزيع الحرارة داخل الوقود

تتوزع الحرارة داخل لوح الوقود وفق قانون بواسون، الذي يكتب في هذه الحالة على النحو الآتي:

$$\frac{d^2T}{dx^2}+\frac{q'''}{K_f}=0 \qquad (١٠,١٥)$$

حيث إن:

K_f : معامل التوصيل الحراري للوقود.

الشروط الحدودية :

- أعلى درجة حرارة تكون في المركز $T(0) = T_m$

- نتيجة التماثل، حيث إن $\frac{dT}{dx} = 0$ عند $x = 0$

يُؤدي تفاضل المعادلة السابقة (١٠,١٥) مرتين واستعمال الشروط الحدودية السابقة إلى الحصول على توزيع درجة الحرارة داخل الوقود على النحو الآتي :

$$T = T_m - \frac{q'''}{2K_f} x^2 \quad (١٠,١٦)$$

وعند تعويض المتغير x بنصف سمك اللوح a نحصل على درجة حرارة سطح الوقود الآتية :

$$T_s = T_m - \frac{q'''}{2K_f} a^2 \quad (١٠,١٧)$$

يُفضل عادة كتابة هذه المعادلة على شكل تظهر فيه المقاومة الحرارية للوقود، وذلك باستعمال العلاقة بين q و'''q الآتية :

$$q = q'''.A.a$$

$$= \frac{T_m - T_s}{R_f} = \frac{T_m - T_s}{\left(\frac{a}{2K_f A}\right)} \quad (١٠,١٨)$$

حيث إن :

A وa : نصف مساحة وسمك لوح الوقود تتالياً.

$R_f = \frac{a}{2K_f.A}$: المقاومة الحرارية للوقود.

(١٠,٤,١,٢) توزيع الحرارة في الغلاف

يُصنع غلاف الوقود النووي عادة من مادة الزيركينيوم أو الحديد غير قابل الصدأ لما لهما من مواصفات حرارية جيدة بالإضافة إلى عدم التآكل. ويعمل الغلاف على حفظ المواد المشعة داخل الوقود ونقل الحرارة بالتوصيل. ولهذا تتوزع الحرارة في الغلاف وفق الحالة الخاصة لقانون بواسون ($q''' = 0$) الذي يكتب في هذه الحالة على النحو الآتي:

$$\frac{d^2T}{dt} = 0 \qquad (١٠,١٩)$$

بالشروط الحدودية الآتية:

- تساوي درجة الحرارة عند السطح الفاصل بين الوقود والغلاف $T(a) = T(s)$
- درجة حرارة السطح الخارجي لغلاف سمكه b تساوي $Tc = T(a+b)$

يؤدي تفاضل هذه المعادلة مرتين واستعمال الشروط الحدودية السابقة إلى الحصول على توزيع درجة الحرارة في الغلاف على النحو الآتي:

$$T_{clad} = T_s - \frac{x-a}{b}(T_s - T_c) \qquad (١٠,٢٠)$$

يُفضل غالباً كتابة هذه المعادلة على شكل تظهر فيه المقاومات الحرارية للوقود والغلاف، وذلك باستعمال فرق درجات الحرارة وقانون فوريي على النحو الآتي:

$$q = \frac{T_m - T_c}{R_t} = \frac{T_m - T_c}{R_f + R_c} \qquad (١٠,٢١)$$

حيث إن:

$R_f = \frac{a}{2K_f A}$: مقاومة التوصيل الحراري للوقود، علماً أن K_f و A معامل التوصيل الحراري ومساحة أحد جوانب الوقود تتالياً.

$R_c = \frac{b}{K_c.A}$: مقاومة التوصيل الحراري للغلاف، علماً أن K_c معامل التوصيل الحراري للغلاف.

تجدر الإشارة إلى وجود فراغ صغير مملوء بغاز الهليوم بين الوقود والغلاف أحياناً؛ وذلك لاحتواء انتفاخ بعض أنواع الوقود تحت تأثير النيوترونات. وفي هذه الحالة تحتوي المقاومة الحرارية الإجمالية R_t السابقة على مقاومة إضافية ناتجة عن الغاز بين الوقود والغلاف.

$$R_g = \frac{C}{K_g.A} \qquad (١٠,٢٢)$$

حيث إن:

C : سمك الفراغ بين الوقود والغلاف.

K_g : معامل التوصيل الحراري للغاز.

(١٠,٤,٢) قضبان الوقود الأسطوانية

إذا كان لدينا قضيب وقود طويل أسطواني الشكل نصف قطره يساوي a وحوله غلاف سمكه يساوي b كما هو موضح في الشكل رقم (١٠,٢)، فإن تدفق الحرارة يكون في اتجاهات نصف القطر.

(١٠,٤,٢,١) توزيع الحرارة في الوقود

تتوزع الحرارة داخل قضيب الوقود الذي له إنتاج حراري داخلي ثابت وفق قانون بواسون، الذي يكتب في هذه الحالة على النحو الآتي:

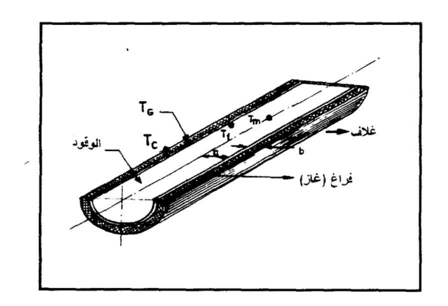
$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dT}{dr} + \frac{q'''}{K_f} = 0 \qquad (١٠,٢٣)$$

وبالشروط الحدودية السابقة نفسها (مثل الوقود على شكل لوح ...)

- $T(0) = T_m$
- $\frac{dT}{dx} = 0 \quad ; \quad x = 0$

وعند تكامل هذه المعادلة واستعمال هذه الشروط الحدودية نحصل على الحل النهائي الذي يمثل توزيع الحرارة في الوقود:

$$T_{fuel} = T_m - \frac{q'''.r^2}{4K_f} \quad (١٠,٢٤)$$



الشكل رقم (١٠,٢). قضيب وقود نووي أسطواني الشكل.

يمكن أيضاً كتابة هذه المعادلة على شكل تظهر فيه المقاومة الحرارية للوقود، وذلك باستعمال درجة حرارة سطح الوقود T_s عند $r = a$ والعلاقة بين q''' و q الآتية:

$$q = \pi a^2 H q'''$$

$$= \frac{T_m - T_S}{R_f} = \frac{T_m - T_S}{\left(\frac{1}{4K_f \pi H}\right)} \quad (١٠,٢٥)$$

حيث إن:

K_f: معامل التوصيل الحراري للوقود.

H: طول قضيب الوقود (ارتفاع المفاعل).

(١٠,٤,٢,٢) توزيع الحرارة في الغلاف

تتوزع الحرارة داخل الغلاف (cladding) حسب قانون بواسون الخاص ($q''' = 0$)، الذي يكتب في هذه الحالة وفق الإحداثيات الأسطوانية على النحو الآتي:

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dT}{dr} = 0 \quad \Rightarrow \quad (١٠,٢٦)$$

$$T_{clad} = C_1 L_n(r) + C_2$$

تُحدد قيم الثابتين C_1 وC_2 باستعمال الشروط الحدودية، كما هو الحال بالنسبة للوقود على شكل لوح، فنحصل على الحل النهائي للمعادلة السابقة، الذي يمثل توزيع الحرارة في الغلاف على النحو التالي:

$$T_{clad} = (T_s - T_c)[L_n(a) - L_n(r)]\frac{b}{a} + T_s \quad (١٠,٢٧)$$

حيث إن:

$Ln(1-\frac{b}{a}) \approx \frac{b}{a}$: وذلك لصغر الغلاف b مقارنةً بسمك الوقود a.

T_s و T_c: درجة حرارة سطح الوقود والغلاف تتالياً.

يمكن أيضاً كتابة هذه المعادلة بشكل تظهر فيه المقاومات الحرارية للوقود والفراغ والغلاف باستعمال فرق درجات الحرارة وقانون فوريي على النحو الآتي:

$$q = \frac{T_m - T_c}{R_t} = \frac{T_m - T_c}{R_f + R_G + R_c} \quad (١٠,٢٨)$$

حيث إن :

$R_f = \frac{1}{4\pi K_f}$: مقاومة التوصيل الحراري للوقود.

$R_G = \frac{c}{2\pi H K_c}$: مقاومة التوصيل الحراري لغاز الفراغ الذي سمكه يساوي c بين الغلاف والوقود.

$R_c = \frac{b}{2\pi a H K_c}$: مقاومة التوصيل الحراري للغلاف.

(١٠,٤,٣) تغير تدفق حرارة قضبان الوقود

لقد افترضنا في الحسابات السابقة أن تدفق الحرارة الصادرة في قضيب الوقود ثابت، لكن في واقع الأمر أن هذا التدفق يتغير حسب الموقع العمودي لأجزاء الوقود بسبب تغير فيض النيوترونات. وبما أن فيض النيوترونات الأفقي ثابت تقريبا خلال قطر قضيب الوقود، فيمكن كتابة معادلة التدفق الحراري (١٠,٩) على النحو الآتي :

$$q'''(Z) = q'''_{\max} \cos(\frac{\pi . Z}{H}) \qquad (١٠,٢٩)$$

يُمكن الحصول على فيض تدفق الحرارة حسب الموقع لقضبان الوقود الأسطوانية. واستعمال العلاقة الآتية :

$$\begin{aligned} q''(Z) &= \frac{V}{A} q'''(Z) \\ &= \frac{a^2}{2(a+b)} q'''(Z) \end{aligned} \qquad (١٠,٣٠)$$

يُفضل أحياناً كتابة معادلة فيض تدفق الحرارة بدلالة فرق درجات الحرارة السابقة حسب الموقع على النحو الآتي :

$$q'''(Z) = \frac{q}{A} = \frac{T_m(Z) - T_c(Z)}{2\pi(a+b)H.R_t} \qquad (١٠,٣١)$$

حيث إن :

H وA : الارتفاع والمساحة الخارجية لقضيب الوقود الأسطواني.

$R_c + R_f = R_t$: المقاومة الإجمالية للوقود والغلاف.

(١٠,٥) انتقال الحرارة إلى المبرد (الحالة السائلة)

تنتقل الحرارة من سطح غلاف الوقود الساخن إلى سائل التبريد عن طريق الحمل الحراري الذي يخضع لقانون نيوتن، الذي سبق شرحه في بداية هذا الفصل. وبتطبيق هذا القانون يمكن كتابة معدل تدفق الفيض الحراري على سائل التبريد على النحو الآتي :

$$q'' = h\,(T_c - T_l) \qquad (١٠,٣٢)$$

حيث إن :

h : معامل الانتقال الحراري لسائل التبريد.

T_c و T_l: درجة حرارة غلاف الوقود وسائل التبريد تتالياً.

(١٠,٥,١) التوزيع العرضي للحرارة

تتناقص درجة الحرارة من القيمة القصوى في وسط قضبان الوقود اتجاهاً إلى المبرد تحت تأثير المقاومة الحرارية لمختلف طبقات الوقود. وباستعمال فرق درجة حرارة الغلاف والمبرد والمقاومات الحرارية نحصل على معادلة فرق درجات الحرارة الآتية :

$$q = \frac{T_m - T_l}{R_r} = \frac{t_m - t_l}{R_f + R_c + R_l} \qquad (١٠,٣٣)$$

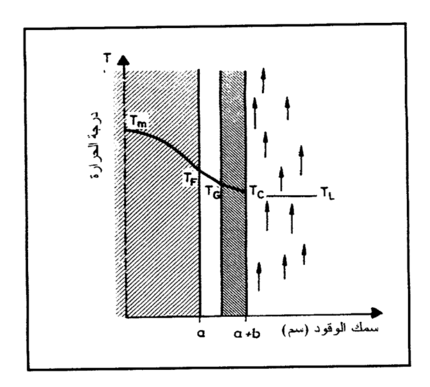
حيث إن :

$\frac{1}{4\pi H K_f} = R_f$: مقاومة التوصيل الحراري للوقود الأسطواني الشكل.

$R_c = \frac{b}{2\pi\, a H\, K_c}$: مقاومة التوصيل الحراري للغلاف.

$R_l = \frac{1}{2\pi(a+b)H.h}$: مقاومة التوصيل الحراري للمبرد.

يُوضح الشكل رقم (١٠,٣) توزيع درجة الحرارة خلال مختلف طبقات الوقود الأسطواني الشكل وخلال الغلاف والمبرد، وذلك برسم دوال المعادلات السابقة (١٠,٢٦)، (١٠,٢٨) و(١٠,٣٣).



الشكل رقم (١٠,٣). توزيع درجة الحرارة خلال مختلف طبقات الوقود والمبرد [١٦].

(١٠,٥,٢) معامل الانتقال الحراري

تعتمد قيمة معامل الانتقال الحراري على الخصائص الفيزيائية لسائل التبريد ومعدل الجريان والقطر المكافئ للقناة التي ينتقل فيها السائل. وعندما يحافظ السائل على حالته الأصلية ولا يصل إلى مرحلة الغليان أثناء امتصاص الحرارة من السطح

الساخن تُختصر حينئذ أنواع الجريان إلى نوعين فقط. ويعرف الأول بالجريان الصفيحي الذي يتميز بتحرك منتظم للسائل في اتجاه موازٍ للسطح وتنتقل الحرارة حينذاك بالتوصيل خاصة. ويُعرف الثاني بالجريان المضطرب الذي يتميز بتحرك مضطرب للسائل ليس في الاتجاه الموازي فقط، بل في الاتجاهات نصف القطرية أيضاً. أما النقل الحراري في هذه الحالة وبالنسبة للسوائل غير المعدنية فيكون خاصة بالحمل وذا كفاءة عالية كلما زادت قدرة ضخ السائل في القناة.

يمكن معرفة نوع جريان السائل بمجرد تحديد قيمة ما يُسمى بعدد (رينولس) "Reynolds" الخاص به، الذي يُعبر عنه بالمعادلة الآتية:

$$R_e = \frac{D_e . \upsilon . \rho}{\mu} \qquad (١٠,٣٤)$$

حيث إن:

v: معدل سرعة السائل في القناة.

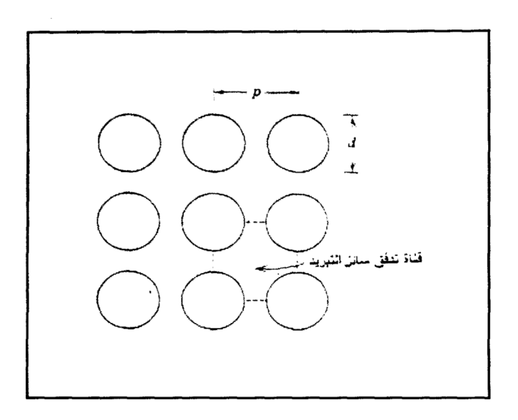
ρ: كثافة السائل.

μ: لزوجة السائل.

$D_e = \frac{4.S}{W}$: القطر المكافئ للقناة، علماً بأن s و w يمثلان مساحة المقطع العرضي والمحيط الفعلي للقناة تالياً.

تجدر الإشارة إلى أن القطر المكافئ لقناة على شكل أنبوب أسطواني نصف قطره a يساوي $D_e = 2a$. لكن عندما تكون القناة على شكل مربع في أركانه قضبان وقود أسطوانية، كما هو موضح في الشكل رقم (١٠,٤)، فإن القطر المكافئ له المعادلة الآتية:

$$D_e = d \times [\frac{4}{\pi} \times (\frac{P}{d})^2 - 1] \qquad (١٠,٣٥)$$



الشكل رقم (١٠,٤). شبكة مربعة لقضبان الوقود.

لقد تبين عملياً أن جريان جل السوائل يمكن تعريفه وفق قيم عدد رينولس الآتية:

أولاً: $2100 \geq R_e$: جريان صفيحي.

ثانياً: $10^4 > 2100$: خليط من الجريان الصفيحي والمضطرب.

ثالثاً: $10^4 \leq R_e$: جريان مضطرب فقط.

يستخدم نظام التبريد لجل مفاعلات الماء مضخات ذات قدرة عالية لتدوير سائل التبريد والحصول على كفاءة عالية لنقل الحرارة من قلب المفاعل. ولهذا؛ فإن جريان السائل يكون مضطرباً في أغلب الأحيان، كما هو الحال في مفاعلات الماء المضغوط (PWR). ويحسب معامل الانتقال الحراري بالحمل h في هذه الحالة وفق المعادلة الآتية:

$$h = \frac{D_e}{K}.N_u \qquad (١٠,٣٦)$$

حيث إن:

D_e وK: القطر المكافئ للقناة ومعامل التوصيل للمبرد تتالياً.

Nu: عدد "نيوسلت" (Nussle)، الذي يبين الخصائص الفيزيائية، وحركة جريان سائل التبريد.

وهكذا نلاحظ أن عدد "نيوسلت" (Nu) مرتبط بعدد "رينولس" (Re)، الذي يحدد نوع الجريان. أما عدد "برانتل" (Prandtl)، فهو يبين الخصائص الفيزيائية فقط للسائل، ويعرف هذا الأخير بالمعادلة الآتية:

$$P_r = {(\mu.C_p)}/{K} \qquad (١٠,٣٧)$$

حيث إن:

μ وC_p: اللزوجة والحرارة النوعية للسائل تتالياً.

K: معامل التوصيل الحراري لسائل التبريد.

تجدر الإشارة إلى اختلاف معادلتي عدد "نيوسلت" حسب السوائل المستعملة:

أولاً: السوائل المعدنية

$$N_u = a + b(R_e.P_r)^m \qquad (١٠,٣٨)$$

ثانياً: السوائل الأخرى

$$N_u = C.R_e^m.P_r^n \qquad (١٠,٣٩)$$

علماً أن a وb وc وm وn ثوابت تحددها خصائص السائل وظروفه التجريبية، كما هو موضح في الجدول رقم (١٠,٢) الآتي:

الجدول رقم (١٠,٢). ارتباط الأعداد الثلاثة الأساسية لانتقال الحرارة [١٢].

المادة (عدد برانتل: Pr)	عدد نيوسلت (Nu)	الحالة
المعادن السائلة (Pr<0.1)	$6.3+0.03(Re.Pr)^{0.8}$	فيض الحرارة ثابت
	$4.8+0.03(Re.Pr)^{0.8}$	الحرارة ثابتة
(0.5<Pr<0.1)	$0.022Pr^{0.6}.Re^{0.8}$	فيض الحرارة ثابت
	$0.021Pr^{0.6}.Re^{0.8}$	الحرارة ثابتة
الماء والسوائل الخفيفة (1.0<Pr<20)	$0.023Pr^{0.4}.Re^{0.8}$	–
الزيوت والمواد اللزجة (Pr>20)	$0.0118Pr^{0.3}.Re^{0.9}$	–

(١٠,٥,٣) التوزيع الطولي لحرارة قناة التبريد

يدخل سائل التبريد قناة التبريد في أسفل قلب المفاعل ثم يبدأ في امتصاص الحرارة أثناء الصعود حتى يصل إلى مخرج قناة التبريد في أعلى المفاعل. ولحساب التوزيع الطولي لحرارة قناة التبريد نكتب أولاً معادلة التناسب بين ارتفاع درجة حرارة المبرد dT_{fl} وكمية الحرارة الناتجة طوال الجزء dz لقضيب الوقود الآتية:

$$dq = w.C_p.dT_f = q''' A_f dZ \qquad (١٠,٤٠)$$

حيث إن:

$W = \rho.A_c.v$: معدل جريان السائل في القناة.

C_p : الحرارة النوعية لسائل التبريد.

A_f : مساحة المقطع العرضي للوقود ($V_f = A_f\, dZ$).

يُمكن الآن تكامل المعادلة السابقة (١٠,٤٠) للحصول على التوزيع الطولي لحرارة أسخن قناة، التي توجد في وسط قلب المفاعل، وذلك على النحو الآتي:

$$T_{fl}(z) = \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \frac{q'''.A_f}{W.C_p} dz = \frac{A_f}{W.C_p} q'''_{max} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \cos(\frac{\pi Z}{H}) dZ \quad (١٠,٤١)$$

يُحدد ثابت هذا التكامل وفق الشرط الحدودي، وذلك بحساب أن درجة حرارة دخول المبرد في القناة ثابتة، وتساوي T_0 وعند استعمال هذا الشرط نحصل على الحل النهائي الآتي:

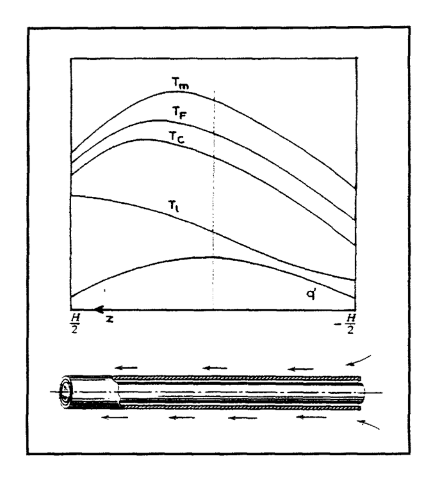
$$T_{fl}(Z) = T_0 + \frac{q'''_{max}.V_f}{\pi.w.C_p} \times [1 + \sin(\frac{\pi.Z}{H})] \quad (١٠,٤٢)$$

تُظهر المعادلة السابقة أن أعلى درجة حرارة يصلها المبرد تكون في أعلى قناة الوسط ($r = 0$ و $z = H$). وكذلك الحالة بالنسبة للقنوات الأخرى حيث إن أعلى درجة حرارة تكون أيضاً في أعلى القناة، وتختلف عن درجة الحرارة القصوى التي في الوسط ($r = 0$) بقيمة عامل الضرب $J_0(2.405\ r/R)$ التي تتناسب مع مسافة بعد القناة في وسط المفاعل.

تجدر الإشارة إلى إمكانية استنتاج فرق درجات حرارة سطح الغلاف T_c ووسط الوقود T حسب الموقع، وذلك باستعمال معادلة درجة الحرارة الوقود (١٠,٤٢) والمقاومات الحرارية. وعلى سبيل المثال، فإن تغيير درجة حرارة الغلاف تُحسب وفق المعادلة الآتية:

$$(T_c - T_{fl}) = \frac{q'''_{max}}{h} . \frac{A_f}{A_c} . \cos(\frac{\pi.Z}{H}) \quad (١٠,٤٣)$$

يُوضح الشكل رقم (١٠,٥) التوزيع الطولي لدرجات حرارة كل من الوقود والغلاف وسائل التبريد.



الشكل رقم (١٠,٥). التوزيع الطولي لدرجات حرارة الوقود والمبرد [١٦].

(١٠,٦) انتقال الحرارة إلى المبرد (مرحلة الغليان)

عندما يسمح لماء تبريد المفاعلات النووية بالوصول إلى مرحلة الغليان تتحقق بعض المزايا أهمها الكفاءة العالية في نقل درجة حرارة الوقود إلى المبرد، ثم عدم الحاجة للضغط العالي للمحافظة على الحالة السائلة للمبرد. ويستخدم الماء العادي بكثرة لتبريد المفاعلات لما له من وفرة في العديد من الأماكن وخصائص فيزيائية مميزة في نقل الحرارة إلى آخره. ويكون ماء التبريد في أغلب الأحيان في الحالة السائلة حتى لو اقتضى الأمر إلى ضغطه، كما هو الحال بالنسبة لمفاعلات الماء المضغوط (PWR). كذلك

يسمح أحياناً لماء التبريد بالغليان في أعلى المفاعل، كما هو الحال بالنسبة لمفاعلات الماء المغلي (BWR). ولا يُسمح في كل المفاعلات أن يصل فيض التدفق الحراري في أي نقطة إلى مستوى تكوين غشاء من البخار حول سطح غلاف الوقود؛ ذلك لأن هذا الغشاء يصبح حاجزاً لامتصاص الحرارة، مما يؤدي إلى ارتفاع شديد في حرارة الغلاف وربما إلى إتلاف الوقود. وتسمى هذه الحالة بأزمة الغليان (DNB)، التي يجب تجنبها في كل مراحل التشغيل لسلامة المحطة والبيئية.

(١٠,٦,١) مراحل الغليان

يُوضح الشكل رقم (١٠,٦) الرسم البياني لتغير فيض تدفق الحرارة من سطح ساخن بدلالة فرق درجة حرارة السطح ومعدل درجة حرارة السائل. ونلاحظ في هذا الرسم مناطق مختلفة للانتقال الحراري، يمكن تصنيفها كما يلي:

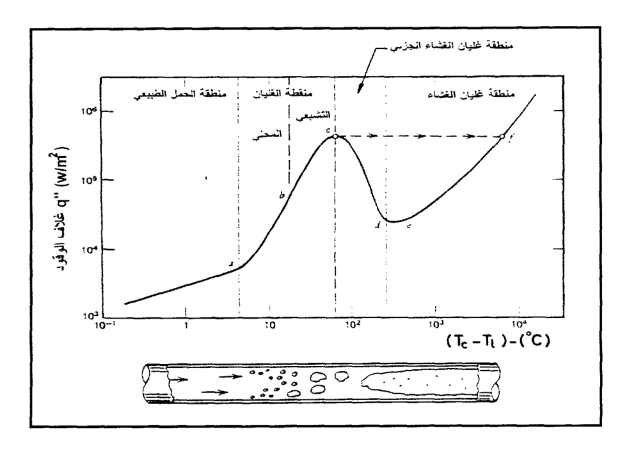
أولاً: منطقة الحمل الطبيعي: يحافظ المبرد فيها على الحالة السائلة، وتنتقل حرارة السطح الساخن إلى المبرد عن طريق الحمل الطبيعي.

ثانياً: منطقة الغليان المحلي: تتكون محلياً حول السطح الساخن فقاعات من البخار سرعان ما تغادره بسبب الاضطرابات فتختفي وتتلاشى داخل المبرد. هذه المنطقة لها كفاءة عالية في نقل الحرارة وهي منطقة تشغيل مفاعلات الماء المضغوط (PWR).

ثالثاً: منطقة الغليان الحقيقي (التشبعي): تتكاثر وتكبر الفقاعات مغادرة السطح الساخن، لكنها لا تتكثف بسرعة هذه المرة لرفع درجة حرارة السائل بل تتصاعد لتكوين البخار. هذه المنطقة لها كفاءة عالية أيضاً لنقل الحرارة، وهي منطقة تشغيل مفاعلات الماء المغلي (BWR).

رابعاً: منطقة غليان الغشاء الجزئي: تتكاثر الفقاعات بسرعة وتلتصق بالسطح الساخن، وتبدأ في تكوين غشاء (فيلم) من البخار حول السطح. ويعمل هذا الغشاء كحاجز لنقل الحرارة مما يسبب انخفاضاً كبيراً في كفاءة النقل الحراري.

خامساً: منطقة غليان الغشاء: يتكون غشاء كامل من البخار حول السطح الساخن، وعلى الرغم من أن هذا الغشاء موصل غير جيد للحرارة، إلا أن فيض التدفق الحراري يبدأ في التزايد من جديد بسبب انتقال حرارة السطح بالإشعاع.



الشكل رقم (١٠,٦). تغير فيض التدفق الحراري حسب فرق درجات حرارة السطح الساخن وسائل التبريد [١٦].

(١٠,٦,٢) أزمة الغليان

تُعرف أزمة الغليان أو الاحتراق (DNB) بوصول فيض التدفق الحراري إلى النقطة c في الشكل رقم (١٠,٦)، أو القيمة q''_c الحرجة بسبب ارتفاع حرارة السطح الساخن. وتتميز هذه الحالة بانخفاض مفاجئ في كفاءة النقل الحراري بسبب تكاثر

فقاعات البخار حول السطح واندماجها، وبداية تكوين غشاء يعمل كحاجز لنقل الحرارة. وترتفع حينذاك درجة حرارة غلاف الوقود إلى مستوى عالٍ جداً مما يسبب ربما إتلافه وذوبانه جزئياً للوقود؛ ولهذا يجب تفادي حدوث أزمة الغليان هذه في كل مناطق المفاعل وفي كل مراحل تشغيله.

تجدر الإشارة إلى أن أزمة الغليان لا تقتصر على مرحلة الغليان الحقيقي فقط الخاص بمفاعلات الماء المغلي (BWR) بل تشمل أيضاً مفاعل الماء المضغوط (PWR) أيضاً. ذلك؛ لأن تصاعد الفقاعات عند غلاف الوقود وتغير الضغط الناتج في بعض الأماكن يُؤدي إلى أزمة غليان عندما يقترب فيض التدفق الحراري من القيمة الحرجة q_c''. وتوجد عدة حسابات تقريبية لتقدير q_c''، إلا أنه من الصعب اختزال هذه الحسابات في معادلة واحدة لاختلاف الظروف التجريبية.

(١٠,٦,٣) فرق درجات حرارة الغلاف والمبرد

يُحسب فرق درجات حرارة غلاف الوقود والمبرد للمنطقة الأولى في الشكل رقم (١٠,٦) وفق قانون (نيوتن)، واستعمال عدد (نوسلت) المناسب لنمط جريان المبرد. ونحصل عندئذٍ على المعادلة الآتية:

$$(T_c - T_{fl}) = \frac{q'''}{h} = q''' \frac{K}{D_e . N_u} \qquad (١٠,٤٤)$$

حيث إن:

q'' و K: فيض التدفق الحراري ومعامل التوصيل الحراري للمبرد تتالياً.

De و Nu: القطر المكافئ للقناة وعدد نوسلت للجريان تتالياً.

عندما تصل درجة حرارة سطح الغلاف إلى درجة حرارة تشبع المبرد يصبح قانون نيوتن غير صحيح؛ لأن العلاقة بين تدفق الفيض الحراري وفرق درجات الحرارة لم تعد خطية، كما هو الحال للمناطق ١ و٢ في الشكل رقم (١٠,٦).

ولهذا تُستعمل معادلة (جينس ولوتس)، (Jens & lottes) شبه التجريبية الآتية لحساب فرق درجات حرارة سطح غلاف الوقود والمبرد لكل من مفاعلات الماء المضغوط والمغلي.

$$(T_c - T_{fl}) = 45 \times \exp(-\frac{P}{62})(q^{"})^{0.25} \qquad (١٠,٤٥)$$

حيث إن:

P: ضغط المبرد في القناة بوحدة البار.

$q^{"}$: فيض التدفق الحراري بوحدة MW/m^2.

(١٠,٦,٤) درجة حرارة الغليان المحلي

يمكن حساب درجة حرارة المبرد التي تبدأ منها مرحلة الغليان المحلي، T_{LB} ثم حساب درجة حرارة سطح غلاف الوقود، ومن ثم تحديد موقف هذه المرحلة في القناة. وذلك باستنتاج درجة حرارة المبرد في العلاقة (١٠,٤٠) كما يلي:

$$T_{fl} = T_c - \frac{q^{"}}{h} \qquad (١٠,٤٦)$$

نعوض بعد ذلك T_c بقيمتها المستنتجة من المعادلة (١٠,٤٦) واعتبار درجة حرارة المبرد تساوي درجة حرارة التشبع ($T_{fl} = T_{Sat}$)، وعند التعويض في المعادلة السابقة نحصل على النتيجة الآتية:

$$T_{LB} = T_{sat} + 45 \times \exp(-\frac{P}{62})(q^{"})^{0.25} - \frac{q^{"}}{h} \qquad (١٠,٤٧)$$

حيث إن:

T_{LB} : درجة حرارة المبرد الذي تبدأ منه مرحلة الغليان المحلي.

S_{tat} : درجة حرارة تشبع المبرد.

تجدر الإشارة إلى أن مرحلة الغليان الحقيقي في آخر القناة تتميز بثبوت درجة حرارة المبرد عند درجة حرارة التشبع ، وكل حرارة إضافية تساهم في زيادة إنتاج كمية البخار فقط.

(١٠,٧) التصميم الحراري للمفاعلات

لقد شرحنا في الفصول السابقة بعض المعايير والقوانين الفيزيائية والنووية والاقتصادية في اختيار المواد اللازمة عند تصميم المفاعلات النووية. وسندرس الآن بعض المعايير الحرارية للمحافظة على سلامة المحطة الخاصة. ومن بين هذه المعايير ألا تتجاوز درجة حرارة الوقود في أي نقطة في قلب المفاعل درجة حرارة انصهار الوقود مما يسبب إتلافه وإتلاف الغلاف ثم التلوث الإشعاعي. كذلك ألا يتجاوز فيض التدفق الحراري القيمة التي تسبب تمدداً كبيراً للوقود أو الحصول على أزمة الغليان (DNB) مما يسبب تشقق الغلاف ثم التلوث الإشعاعي للمبرد. هذه المعايير يمكن التعبير عنها بطرائق مختلفة ، وبشكل عام لا يسمح لوقود ثاني أكسيد اليورانيوم (UO_2) أن تتجاوز درجة حرارته $2482\ ^0c$ ، علما أن درجة حرارة انصهاره تتراوح بين ٢٧٦٠ و٢٨١٥. أما وقود معدن اليورانيوم ، فلا يسمح أن تتجاوز درجة حرارته $399\ ^0c$ على الرغم من أن درجة حرارة انصهاره تساوي $788\ ^0c$ وذلك ؛ لأنه يفقد بعض خصائصه ابتداءً من 668 درجة. وعند استعمال قيم التدفق الحراري يمكن التعبير عن هذه المعايير أو الحدود كما يلي :

- وقود ثاني أكسيد اليورانيوم UO_2

$$q'(r) < q'_{\max}[\approx 660 \quad W/_{cm}]$$

- سطح غلاف الوقود (مفاعلات PWR)

$$q''(r) < q''_{DNB}[\approx 300 \quad W/_{cm^2}]$$

(١٠,٧,١) نسبة أزمة الغليان

يُفضل أثناء التصميم عدم الدخول في الحسابات التفصيلية للتحليل الحراري للمفاعلات والاكتفاء ببعض المعايير الحرارية العامة، ومن بين هذه المعايير البسيطة ما يسمى بنسبة أزمة الغليان التي تُعرف بالمعادلة الآتية:

$$DNBR = \frac{q''_{DNB}(Z)}{q''(Z)} \qquad (١٠,٤٨)$$

حيث إن:

$q''_{DNB}(Z)$: فيض التدفق الحراري الحرج الذي يسبب احتراق غلاف الوقود، وذلك عند تكوين غشاء بخاري حوله مما يحد من كفاءة التبريد في تلك المنطقة.

$q''(Z)$: فيض التدفق الحراري في القناة نفسها وعند الموقع نفسه.

يُستعمل معيار نسبة أزمة الغليان للحفاظ على سلامة غلاف الوقود، وذلك بالحد من فيض التدفق الحراري وعدم الوصول على منطقة الاحتراق. ولتحقيق ذلك يجب ألا تقل نسبة أزمة الغليان عن أي قيمة يصلها فيض التدفق الحراري طوال القناة وفي كل ظروف تشغيل المفاعل. ولسلامة مفاعلات الماء يُنصح أن تكون قيمة نسبة أزمة الغليان $DNBR > 1.3$ بالنسبة لمفاعلات PWR و$DNBR > 1.9$ بالنسبة لمفاعلات BWR. يوضح الشكل رقم (١٠,٧) الرسم البياني لنسبة أزمة الغليان وفيض التدفق الحراري لمفاعل تتوافر فيه شروط السلامة.

(١٠,٧,٢) عامل القناة الساخنة

يُعَدُّ عامل القناة الساخنة أحد الحدود المهمة الذي يُحسب أثناء التصميم ويجب أخذه في الحسبان لسلامة المحطة. ويشير هذا العامل إلى وجود قناة وسط قلب المفاعل المبرد بالماء أو الغاز يصل فيها فيض التدفق الحراري القيمة القصوى نتيجة مؤثرات عديدة. ومن بين هذه المؤثرات توزيع فيض النيوترونات، وأبعاد قضبان الوقود، ونسبة الخصوبة، والخصائص النووية والفيزيائية للمواد المُستعملة في قلب المفاعل إلى آخره. ويُعرف عامل القناة الساخنة بما يسمى أحياناً *بالنقطة الساخنة* التي تُعرف بالمعادلة الآتية:

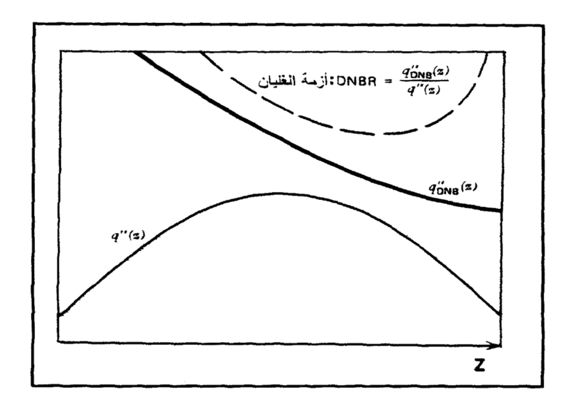
$$F = q\frac{q''_{max}}{q''_{av}} \quad (١٠,٤٩)$$

حيث إن:

q''_{max} : فيض التدفق الحراري الأكبر في قلب المفاعل.

$q''_{av} = \frac{P}{A}$: متوسط فيض التدفق الحراري، علماً أن P تمثل القدرة الحرارية للمفاعل، وA تمثل المساحة الإجمالية للتبادل الحراري (المساحة الإجمالية لغلاف الوقود).

ينقسم عامل القناة الساخنة إلى عوامل فرعية حسب المؤثرات، لكن أهمها العامل النووي F_q^N الناتج عن توزيع فيض النيوترونات داخل المفاعل، وكذلك العامل الهندسي F_q^E الناتج عن المواد المستعملة والتغيرات الإحصائية المسموح بها صناعياً لأبعاد تلك المواد وخصائصها.



الشكل رقم (١٠,٧). نسبة أزمة الغليان وفيض التدفق الحراري [١٦].

(١٠,٧,٢,١) عامل القناة الساخنة النووي (F_q^N)

يتناسب عامل القناة الساخنة النووي مع نسبة أفياض النيوترونات مما يسمح بتقسيم هذا العامل إلى جزء أفقي وجزء عمودي وفق المعادلة الآتية :

$$F_q^N = F_q^N(r).F_q^N(Z) \approx \frac{\phi_{\max}}{\phi_{av}} \qquad (١٠,٥٠)$$

لقد سبق أن حسبنا نسبة أفياض النيوترونات بالتفصيل لمفاعل أسطواني متجانس في الفصل الخامس ووجد أن هذه النسبة تساوي 3.64 ، لكن عندما يكون المفاعل غير متجانس تماماً كما هو الحال في الواقع بسبب وجود قضبان التحكم والعواكس إلى آخره ، نجد أن تلك النسبة تساوي 2.6 فقط. ولهذا ؛ فإننا نعد عامل القناة الساخنة النووي بالنسبة لمفاعلات الماء المضغوط (PWR) يساوي أيضاً هذه القيمة الأخيرة ($F_q^N = 2.6$).

(١٠,٧,٢,٢) عامل القناة الساخنة الهندسي

يحتوي عامل القناة الساخنة الهندسي على مجموعة من العوامل الفرعية الناتجة عن التغيرات الإحصائية التي تسمح بها مراقبة الجودة الصناعية للمواد المكونة للمفاعل. هذه التغيرات البسيطة في الكثافة ، ونسبة خصوبة أقراص الوقود ، وأبعاد قضبان الوقود ، والتحكم ، وقنوات التبريد ، إلى آخره ، لها تأثير في حساب القيمة القصوى لفيض التدفق الحراري. ولهذا ؛ فإن حساب هذا العامل الهندسي يعتمد خاصة على قياسات تجريبية باعتبار مستوى الثقة يساوي ٩٩٪ ($\pm 3\sigma$). ولقد تبين تجريبياً أن عامل القناة الساخنة الهندسي لمفاعلات القدرة (PWR) الحديثة يساوي حوالي 1.03 مما يجعل عامل القناة الساخنة لهذا النوع من المفاعلات يساوي ما يلي :

$$F = F_q^N \times F_q^E = 2.6 \times 1.03 \approx 2.68 \qquad (١٠,٥١)$$

حيث إن :

F_q^N : عامل القناة الساخنة النووي.

F_q^E : عامل القناة الساخنة الهندسي.

(١٠,٧,٣) التصميم الحراري للمفاعل

يؤدي التداخل الطبيعي بين العوامل النووية والحرارية أثناء تصميم المفاعل إلى البحث عن توافق بين هذه العوامل بحيث تتحقق سلامة المحطة والفائدة الاقتصادية في وقت واحد. وتستدعي الحسابات المعقدة لفيض النيوترونات، وتوزيع القدرة، وديناميكا المفاعل، ونقل الحرارة إلى استعمال أكثر من كود ومساعدة الحاسب الآلي. وعادة ما يبدأ التصميم باختيار نوع المفاعل والقدرة الحرارية المنتجة، ومن ثم اختيار نوع الوقود والمكونات الأخرى للمفاعل. وبعد ذلك تُختار أبعاد خلايا عناقيد قضبان الوقود ثم بداية الحسابات المبسطة لفيض النيوترونات وفيض التدفق الحراري وقدرة المفاعل. ثم تُدخل نتيجة هذه الحسابات في الكود الذي يعيد الحسابات من جديد للحصول على نتائج أكثر دقة، وتتكرر هذه الحسابات لمختلف المستويات النووي والحراري. وعندما تتضح معالم تصميم المفاعل تدخل ضوابط السلامة، مثل نسبة أزمة الغليان (DNBR)، وعامل القناة الساخنة في الحسابات، واستنتاج أبعاد المفاعل، وكمية الوقود الأفضل اقتصادياً من خلال حسابات العوامل النووية والحرارية. فمثلاً يمكن حساب عدد قضبان الوقود اللازمة لتشغيل مفاعل نووي بمجرد تحديد أبعاد تلك القضبان والقدرة الحرارية للمفاعل والقيمة القصوى لفيض التدفق الحراري وعامل القناة الساخنة، وذلك باستعمال المعادلة الآتية :

$$N = \frac{P_{(wt)} . F}{a . q''_{\max} . C} \quad (١٠,٥٢)$$

حيث إن :

N : عدد قضبان الوقود.

P(wt) : القدرة الحرارية للمفاعل بوحدة الواط.

F : عامل القناة الساخنة.

a : المساحة الخارجية لغلاف قضبان الوقود.

q''_{max} : القيمة القصوى لفيض التدفق الحراري للمفاعل.

C : نسبة القدرة المنتجة لقضبان الوقود (% 97 ≈).

(١٠,٨) تمارين

١- عَرِّفْ أنواع النقل الحراري بشكل عام، ثم في المفاعلات النووية خاصة.

٢- اذكرْ مراكز الإنتاج الحراري في المفاعلات النووية، موضحاً أهمية كل منها في إنتاج الطاقة الحرارية.

٣- يعتمد انتقال الحرارة على نوع جريان سوائل التبريد، فما العدد الأساسي الذي يحدد نوع الجريان؟

٤- اذكرْ أهم مراحل الغليان لسائل التبريد ثم اشرحْ ما المقصود بأزمة الغليان.

٥- اشرحْ مفهوم عامل القناة الساخنة وأهميته أثناء تصميم المفاعلات النووية.

٦- يحتوي مفاعل نووي أسطواني الشكل للماء المضغوط (PWR) على ١٨٠٠ حزمة وقود ثاني أكسيد اليورانيوم UO_2 وتتكون كل حزمة من ٢٠٠ قلم وقود نصف قطر كل واحد يساوي ١,٥ سم. وعندما تكون القدرة الحرارية للمفاعل تساوي MW 1500 علماً أن نصف قطر وارتفاع المفاعل يساوي 3.5 و2 متراً تتالياً، فاحسبْ عند محور المفاعل $(r = 0)$ ما يلي :

أ) معدل التدفق الحراري $q(0)$ ومستوى التدفق الحراري الطولي للقضيب المركزي.

ب) فيض التدفق الحراري $q''(0)$.

ج) القيمة القصوى لمعدل الإنتاج الحراري $q'''(0)$.

٧- إذا كان قضيب الوقود النووي المصنع من ثاني أكسيد اليورانيوم UO_2 موجود في مركز مفاعل تجريبي على شكل لوح سمكه يساوي ٣ سم، وسمك الغلاف من الحديد غير قابل للصدأ يساوي 0.2 سم علماً أن:

$$W/cm\,^{o}c \quad K_c = 0.1903\ W/cm\,^{o}c \ , K_f = 1.904x10^{-2}$$

$$q'' = 110\ W/cm^2 \qquad T_m = 2000\,^{o}c$$

فأوجد ما يلي:

أ) اكتب المعادلة المناسبة، ثم حلها للحصول على درجة حرارة سطح الوقود.

ب) اكتب المعادلة المناسبة، ثم حلها للحصول على درجة حرارة الغلاف الخارجي.

٨- إذا كان قضيب الوقود الذي وضع في مركز مفاعل نووي للماء المغلي (BWR) له شكل أسطواني نصف قطره يساوي 1.0سم، وغلافه من الزيركينيوم سمكه 0.2 سم وارتفاعه يساوي ٣ أمتار علماً أن:

$$T_m = 2000\,^{o}c \quad , K_f = 1.904x10^{-3}\ W/cm^{0}c$$

$$q'''_{max} = 350\ W/cm^3$$

فأوجد ما يلي:

أ) درجة حرارة سطح الوقود.

ب) درجة حرارة الغلاف الخارجي.

ج) أقصى فيض تدفق الحرارة لهذا القضيب المركزي.

٩- لنفرض أن قناة التبريد في مركز قلب مفاعل نووي للماء المضغوط (PWR) يدخلها ماء التبريد عند درجة حرارة 280 °c بمعدل W = 1500 Kg/hr . وإذا كان قضيب الوقود داخل هذه القناة طوله 2.0 متراً ونصف قطره 1.0سم وسمك الغلاف 0.2سم، ثم معدل أقصى التدفق الحراري له يساوي q'''_{mnx}=480 Kw/litre .

علماً أن القناة مربعة والمساحة بين قضبان الوقود تساوي 1.5 سم وخصائص ماء التبريد داخل القناة $\rho = 0.687\ g/cm^3$

μ = 0.876x10 -4 kg/m sec , v = 4.75 m /sec , Tfl = 310 oc

فاحسبْ ما يلي:

أ) درجة حرارة الماء عند الخروج من أعلى القناة.

ب) درجة الحرارة القصوى للوقود والغلاف في هذه القناة.

ج) نوعية جريان ماء التبريد في هذه القناة.

١٠- إذا أخذنا معطيات تمرين رقم ٩ السابق وافترضنا أن القدرة الحرارية للمفاعل تساوي 3000 MW ومعامل القناة الساخنة F = 2.68 فاحسبْ ما يلي:

أ) معامل الانتقال الحراري h وفرق درجات الحرارة بين المبرد وسطح غلاف الوقود في منتصف قضيب الوقود.

ب) متوسط معدل التدفق الحراري q'''_{av}.

ج) عدد قضبان الوقود في قلب المفاعل.

الفصل الحادي عشر

الحماية من الإشعاعات المؤينة في المحطات النووية

● مقدمة ● الوقاية من الإشعاعات النووية ● الحماية من أشعة جاما ● الحماية من النيوترونات ● تصاميم الدروع الإشعاعية ● تمارين

(١١,١) مقدمة

يتعرض الإنسان يومياً إلى جرعات إشعاعية ناتجة عن مصادر مختلفة، أهمها المصادر الطبيعية، مثل الصخور، والمباني، والتربة، والفضاء الخارجي، وجسم الإنسان نفسه. وتمثل هذه المصادر الطبيعية حوالي (٨٥٪) من الجرعة الإشعاعية التي يتعرض لها الإنسان، أما بقية النسبة (١٥٪) فيتعرض لها من مصادر إشعاعية ناتجة عن نشاط الإنسان، مثل المصادر الإشعاعية الطبية، أو الصناعية. ولقد تعود الإنسان منذ القدم على العيش في هذا الوسط الطبيعي المشع، الذي ليس له تأثير واضح على الصحة. واكتشف الإنسان منذ عصر الذرة أن الإشعاعات المؤينة لها تأثير سلبي على الصحة كلما زادت الجرعة الإشعاعية. ولهذا عمل المختصون منذ البداية على تقليل الجرعة الإشعاعية الناتجة عن نشاط الإنسان في المجالات المختلفة وأبرزها الطب والصناعة.

تكونت منذ بداية عصر الذرة لجان ومنظمات عالمية لدراسة الإشعاعات المؤينة المختلفة وتأثيرها على صحة الإنسان والبيئة. وهكذا تم توحيد الوحدات الإشعاعية، وكيفية قياسها، ودراسة تأثيرها على الصحة واستنتاج العديد من التوصيات والقواعد الخاصة بكيفية التعامل مع الإشعاعات المؤينة.

سندرس في هذا الفصل أهم أنواع الإشعاعات المؤينة وحساب الجرعة الإشعاعية وتأثيرها على صحة الإنسان وسنتناول كذلك موضوع الوقاية من الإشعاعات الأكثر خطورة على الصحة. وسيختص الجزء الأخير من هذا الفصل بموضوع الحماية من الإشعاعات، وكيفية بناء الدروع الواقية منها في المحطات النووية.

(١١,٢) الوقاية من الإشعاعات النووية

لقد أثبتت مختلف دراسات التأثير الحيوي (البيولوجي) للإشعاعات النووية أو(المؤينة) وجود علاقة طردية تقريباً بين التأثيرات الصحية للإشعاعات والجرعة الإشعاعية الممتصة. فكلما زادت الجرعة زاد تأثيرها في الكائنات الحية وحتى في المادة بشكل عام. ويُستثنى من هذه القاعدة تأثير الجرعات الصغيرة على الصحة التي لم يتضح بعد لما في ذلك من صعوبة فصل تأثير هذه الجرعات البسيطة عن باقي المؤثرات الطبيعية ؛ ولهذا أصبح من المتعارف عليه في مجال الوقاية من الإشعاعات تقليل الجرعة الممتصة قدر الإمكان والأخذ في الحسبان بميزان النفع والضرر المحتمل أثناء التعرض للإشعاعات النووية في النشاطات الإنسانية ؛ ولذلك يجب تطبيق القوانين المحلية والعالمية واتباع توصيات المنظمات الدولية للوقاية من الإشعاعات النووية. وللمزيد من المعلومات في هذا المجال ينصح بالرجوع إلى كتابنا "هندسة الإشعاع النووي"، الذي يعطي نظرة تفصيلية عن قواعد الوقاية، وكيفية حساب الجرعات الإشعاعية المختلفة وقياسها.

(١١,٢,١) الإشعاعات النووية (المؤينة)

تُعرف الإشعاعات النووية المؤينة بقدرتها على تأيين الذرات أثناء تفاعلها مع المادة، وبمعنى آخر إنتاج أيونات سالبة (إلكترونات) وأيونات موجبة (بقية الذرة بعد فقدانها إلكتروناً فأكثر). ويسبب تأيين ذرات الخلية الحية أثناء تعرضها للإشعاعات أضراراً تتناسب مع كمية الإشعاعات، مما يؤدي أحياناً إلى تعطيل أداء بعض وظائفها وربما موت الخلية ثم ظهور الأعراض الصحية. وكما سبق ذكره، فقد تعود الإنسان أن يعيش في بيئة طبيعية مشعة، لكن يكمن الخطر في زيادة الجرعات الإشعاعية الممتصة بسبب نشاط الإنسان. ولهذا؛ فإن قواعد الوقاية تركز خاصة على الجزء الناتج عن المصادر غير الطبيعية، مثل المصادر المشعة المصنعة، كالأجهزة والمواد المشعة التي يستعملها الإنسان في العديد من المجالات، مثل الطب والصناعة والزراعة إلى آخره. ومن المهم هنا التذكير بأهم أنواع الإشعاعات المؤينة وبعض خصائصها باختصار.

(١١,٢,١,١) أشعة ألفا (α)

تظهر أشعة ألفا على شكل جسيمات شبيهة بنواة الهيليوم، حيث تتكون من بروتونين اثنينِ ونيوترونين اثنينِ. تصدر المواد الثقيلة المشعة المصنعة أو الطبيعية، مثل الكيريوم، واليورانيوم، والثوريوم، والرادون جسيمات ألفا أثناء تفككها. وتتميز أشعة ألفا بكفاءة عالية للتأيين، لكنَّ مسافةَ اختراقها للمواد قصيرةٌ جداً، مما يجعلها خطرة خاصة عندما تكون داخل الجسم.

(١١,٢,١,٢) أشعة بيتا (β)

تظهر أشعة بيتا على شكل إلكترونات سالبة أو موجبة ذات طاقة عالية، وتصدر هذه الجسيمات من داخل نواة المواد المشعة (غير المستقرة). تصدر هذه النظائر أثناء تفككها أشعة بيتا من النواة نتيجة تحول نيوترون إلى بروتون (β^-) أوالعكس (β^+). أشعة بيتا هذه أقل كفاءة في تأيين المواد من أشعة ألفا، لكن لها قدرة أكبر على

اختراق المواد، إلا أنه من السهل الحماية منها خارجياً، وذلك بوضع حاجز بسيط أمام المصدر لا يتجاوز سمكه بضع مليمترات من الخشب أو الألمونيوم مثلاً.

(١١,٢,١,٣) أشعة جاما (γ)

تظهر أشعة جاما على شكل إشعاع كهرومغناطيسي ذي طاقة عالية وطول موجة قصير جداً. تصدر أشعة جاما من النواة خلال تفكك النظائر المشعة وأثناء بعض التفاعلات النووية، مثل الانشطار أو أسر النيوترونات. وتتميز أشعة جاما بقدرتها الفائقة على اختراق المواد؛ ولهذا فإنها تعدُّ من أخطر الإشعاعات المؤذية على الرغم من قلة كفاءتها لتأيين ذرات المادة مقارنة بالجسيمات السابقة الذكر. ولهذا يجب العمل على حماية الأشخاص والمعدات من هذه الأشعة، وذلك بوضع الدروع المناسبة أمام مصادر أشعة جاما لتخفيف الجرعة الإشعاعية في موقع العمل.

(١١,٢,١,٤) أشعة X (الأشعة السينية)

تظهر أشعة X أو الأشعة السينية على شكل فوتونات، وهي شبيهة بأشعة جاما، إلا أنها ذات طاقة أقل بالإضافة إلى أنها لا تصدر من النواة بل ناتجة عن انتقال الإلكترونات من مدار إلى مدار آخر. وتستخدم الأشعة السينية بكثرة في مجالي الطب والصناعة، وتُنتج عن طريق بعض المصادر المشعة أو أنابيب أشعة أكس (X).

(١١,٢,١,٥) النيوترونات

تظهر النيوترونات السريعة والحرارية بكثرة داخل المفاعلات النووية أثناء التفاعلات النووية مثل انشطار النوى الثقيلة، وعملية التهدئة. وتعدُّ هذه النيوترونات المحرك الأساسي للمفاعل. وتتميز هذه الجسيمات بقدرة عالية على اختراق المواد وإنتاج إشعاعات مؤينة ثانوية مختلفة أثناء تفاعلها مع المادة؛ ولهذا فإنها تُعدُّ من أخطر الإشعاعات النووية على الإطلاق، مما يحتم حماية الأشخاص والمعدات من التعرض لهذا النوع من الإشعاعات باستعمال الدروع المناسبة.

(١١,٢,١,٦) الأشعة الكونية

تظهر الأشعة الكونية التي تُمطر الأرض من الفضاء الخارجي على شكل جسيمات مشحونة ذات طاقة عالية مثل البروتون. ويقلل الغلاف الجوي من خطر هذه الأشعة عادة وتتزايد كميتها كلما اقتربنا من قطبي الأرض وارتفعنا عن سطح البحر. ولا يزال الغلاف الجوي الحامي الأساسي للحياة على الأرض من الأشعة الكونية؛ ولهذا على الإنسان عدم تلويث هذا الغلاف الذي لا بديل لنا عنه بغازات ملوثة تحد من كفاءته لحماية الأرض.

(١١,٢,٢) وحدات الجرعات الإشعاعية

الكمية الأساسية للجرعات الإشعاعية هي الجرعة الممتصة التي تمثل كمية الطاقة الممتصة عن طريق تفاعل الإشعاعات المؤينة مع ذرات المادة. وتُعرف الجرعة الممتصة بوحدة القراي (Gray) وبالمعادلة الرياضية الآتية:

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad ; \quad [Unit: \quad J.Kg^{-1} = Gy\ (Gray)] \qquad (١١,١)$$

حيث إن:

$d\bar{\in}$: متوسط كمية الطاقة الإشعاعية الممتصة.

dm : كتلة المادة الماصة للإشعاعات المؤينة.

لقد عُرِّفتْ كمية أساسية ثانية للجرعات الإشعاعية سُميت بالجرعة المكافئة أو الفعَّالة. وهذه الجرعة تأخذ في حسابها اختلاف التأثير البيولوجي لأنواع الإشعاعات المؤينة المتعددة. أما وحدة الجرعة المكافئة فهي السيفرت (sv) والعلاقة بين الجرعتين الأساسيتين تُعرف بالمعادلة الآتية:

$$H_E = D \times W_R \quad ; \quad [Unit: \quad J.Kg^{-1} = Sv\ (Sievert)] \qquad (١١,٢)$$

حيث إن :

H_E : الجرعة المكافئة.

D : الجرعة الإشعاعية الممتصة.

W_R : معامل الوزن الإشعاعي الموضح قيمه في الجدول رقم (١١,١).

الجدول رقم (١١,١). قيم معامل الوزن الإشعاعي WR.

نوع الإشعاع	W_R
بيتا(β) والفوتونات (γ, X)	١
البروتونات> 2 MeV	٥
النيوترونات (حسب الطاقة)	٥-١٠
ألفا	٢٠

تجدر الإشارة إلى أن الوحدة القديمة للجرعة الممتصة تسمي الراد (Rad) علماً أن الراد يعادل امتصاص واحد غرام من المادة لمائة أرق (100 erg/g)، مما يجعل (1Gy=100 Rad)، أما الوحدة القديمة للجرعة المكافئة فهي تسمى الرام (rem) علماً أن واحد سيفرت يساوي مائة رام (1 sv = 100 rem)

(١١,٢,٣) التأثير البيولوجي للإشعاعات

تعتمد المعرفة الحالية للتأثيرات البيولوجية على دراسة الأعراض الصحية للأشخاص الذين تعرضوا لجرعات إشعاعية كبيرة بسبب التفجيرات النووية أو الحوادث الإشعاعية أو العلاج. وتنقسم هذه التأثيرات إلى قسمين : الأول خاص بالتأثيرات الذاتية ، وهي الأعراض (مثل السرطان)، التي تظهر في الشخص نفسه ، الذي تعرض للإشعاعات ، أما القسم الثاني فهو خاص بالتأثيرات الوراثية (التشوه الخلقي)، التي تظهر في الأجيال اللاحقة (الأبناء)، للشخص الذي تعرض

للإشعاعات نتيجة تأثر الأعضاء التناسلية. لقد تبين من هذه الدراسات حتى اليوم أن خطورة هذه الأعراض الصحية مرتبط بكمية الإشعاعات الممتصة ومعدل امتصاصها والفترة الزمنية لظهورها. واتضح كذلك وجود علاقة طردية لظهور التأثيرات البيولوجية بالنسبة للجرعات الكبيرة، لكن لا توجد علاقة واضحة بين الأعراض الصحية والجرعات الصغيرة. كذلك فإنه من الصعب تحديد عتبة للجرعة الممتصة، وتحديد بداية للتأثيرات البيولوجية والأعراض الصحية خاصة أنها عادة ما تظهر بعد مدة طويلة من التعرض للإشعاعات. ويوضح الجدول رقم (١١,٢) بعض قيم الجرعات الإشعاعية وأعراضها الصحية.

الجدول رقم (١١,٢). الجرعات الإشعاعية وأعراضها الصحية [٩].

الجرعات المكافئة سنوياً	الأعراض الصحية	ملاحظة
2 -10 mSv	–	الجرعة المكافئة الطبيعية
20 mSv	–	الجرعة المسموح بها للعاملين في مجال الإشعاع
100 mSv	–	بداية العلاقة الطردية بين الجرعة والأعراض الصحية
الجرعات التراكمية =1.0 Sv	سرطان	زيادة ٥ ٪ من حالات السرطان
مرة واحدة = 1.0 Sv	أعراض مباشرة وغير مباشرة	الأعراض المباشرة: (احمرار الجلد- تقيؤ) الأعراض غير المباشرة: (السرطان بعد مدة من الزمن)
مرة واحدة= 5.0 Sv	موت خلال شهر	موت محتم خلال أربعة أشهر
مرة واحدة= 10.0 Sv	موت شبه مباشر	موت محتم خلال أسابيع

لقد أكدت المنظمة العالمية للوقاية من الإشعاع (ICRP) في تقريرها الأخير (ICRP-60) أن لكل جرعة إشعاعية، مهما قلت، احتمالاً ولو ضعيفاً لظهور التأثيرات البيولوجية، ويتزايد هذا الاحتمال كلما زادت الجرعة. كذلك أوصت هذه المنظمة بحدود الجرعات المسموح بها لكل من العاملين في مجال الإشعاع والجمهور كما هو موضح في الجدول رقم (١١,٣) الآتي:

الجدول رقم (١١,٣). الجرعات المسموح بها سنوياً [٩].

نوع الجرعة	العاملين في مجال الإشعاع (msv)	عامة الجمهور (msv)
الجرعة الفعَّالة	٢٠	٢
المتوسط خلال ٥ سنوات	١٠٠	–
الجرعة المكافئة		
عدسة العين	١٥٠	١٥
الجلد	٥٠٠	٥٠
الأطراف	٥٠٠	–

تجدر الإشارة إلى أن حدود هذه الجرعات المسموح بها ليست هدفاً في حد ذاتها، بل هي حد أقصى يجب العمل على عدم تجاوزه قدر الإمكان مع الأخذ بميزان الفائدة والضرر. ولتحقيق ذلك بالنسبة للعاملين في مجال الإشعاع العمل بالتوصيات الآتية لتخفيض الجرعة الإشعاعية.

أولاً: تقليص زمن التعرض للإشعاعات قدر الإمكان.

ثانياً: زيادة المسافة بين المصدر ومكان العمل.

ثالثاً: وضع حواجز ودروع للحماية من الإشعاعات.

رابعاً: احتواء المصادر المشعة داخل أوعية مناسبة حامية للأشخاص والبيئة.

(١١,٣) الحماية من أشعة جاما

ترتكز الحماية من الإشعاعات النووية على مبدأ تخفيض شدة المصدر المشع في منطقة الشغل قدر الإمكان. وتتم هذه العملية عن طريق زيادة المسافة بين المصدر المشع والمنطقة المحددة، وخصائص الدروع اللازمة التي نحتاج إلى وضعها عادة بين المصدر المشع ومنطقة الشغل.

(١١,٣,١) مصدر نقطي

إذا كان لدينا مصدر مشع نقطي (جسمه صغير) ذو شدة إشعاعية، S (γ/sec) يصدر أشعة جاما في كل الاتجاهات، يمكن الحماية من الإشعاعات بمجرد الابتعاد عنه

إذا كان ذلك ممكناً. وعندما يتعذر ذلك لسبب أو آخر يجب إضافة الدروع اللازمة لجعل مستوى الإشعاع مقبولاً في منطقة الشغل.

(١١,٣,١,١) المسافة

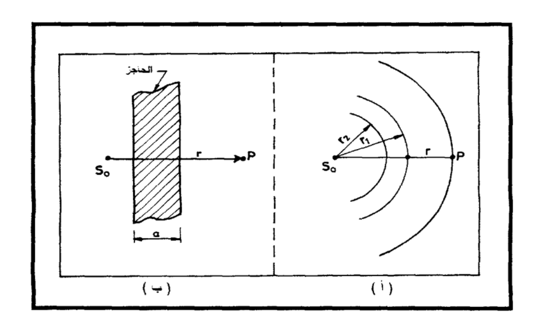
يُؤدي الابتعاد، أي زيادة المسافة بين المصدر ومنطقة الشغل، إلى تخفيض مستوى الإشعاع وفق قانون عكس مربع المسافة. هذا القانون ناتج عن ثبات عدد الإشعاعات الصادرة عن سطح الكرة الافتراضية حول المصدر الموجود في المركز، وذلك عند إهمال توهين أشعة جاما في الوسط (الهواء مثلاً) كما هو موضح في الشكل رقم (١١,١ أ). وهكذا يمكن استنتاج القانون السابق من المعادلة الآتية:

$$4\pi r^2 \phi_\gamma(r) = S_0 \quad \Rightarrow \quad \phi_\gamma(r) = \frac{S_0}{4\pi r^2} \qquad (١١,٣)$$

حيث إن:

$\phi_\gamma(r)$: فيض أشعة جاما ($\gamma/cm^2.\sec$) عند النقطة P.

r : نصف قطر الكرة أو المسافة بين المصدر ومنطقة الشغل.



الشكل رقم (١١,١). مصدر مشع نقطي.

(١١,٣,١,٢) الدرع (التوهين)

إذا كان تخفيض شدة الإشعاع بالابتعاد عن المصدر غير كافٍ في منطقة الشغل، فيجب إضافة درع (حاجز) ليصبح مستوى الإشعاع مقبولاً، ذلك لأن تفاعل أشعة جاما مع ذرات مادة الدرع يؤدي إلى فقدان جزء منها، مما يحد من مستوى الإشعاع في المنطقة التي تلي الدرع بسبب توهين إشعاعات المصدر (انظر الشكل رقم (١١,١ ب))، وتعتمد نسبة التوهين هذه على طاقة الإشعاع ونوعية مادة الدرع وسمكه وفق المعادلة الآتية:

$$d\phi_\gamma(r,a) = -\mu.\phi_\gamma(r)dx \quad \Rightarrow \quad \phi_\gamma(r,a) = \phi_\gamma(r)\, e^{-\mu a} \qquad (١١,٤)$$

حيث إن:

a : سمك الدرع.

μ : معامل توهين مادة الدرع الذي يستنتج من معامل التوهين الكتلي.

(μ/ρ) كما هو موضح في الجدول رقم (١١,٤) على سبيل المثال.

الجدول رقم (١١,٤). معامل التوهين لأشعة جاما: μ/ρ [(cm^2g^{-1})] [1]

المادة	الكثافة $g.cm^{-3}$	الطاقة (MeV)						
		0.1	0.5	1	2	3	5	10
الماء	1.00	0.1830	0.0966	0.0706	0.0493	0.0396	0.0301	0.0219
الكربون	1.60	0.1490	0.0870	0.0636	0.0444	0.0356	0.0270	0.0194
الألمنيوم	2.70	0.1610	0.0840	0.0614	0.0432	0.0353	0.0280	0.0229
الحديد	7.86	0.3440	0.0828	0.0595	0.0424	0.0363	0.0317	0.0299
التنقستن	18.9	4.2100	0.1250	0.0640	0.0437	0.0405	0.0409	0.0465
الرصاص	11.3	5.2900	0.1450	0.0684	0.0457	0.0421	0.0426	0.0489
اليورانيوم	18.7	8.0000	0.1760	0.0757	0.0484	0.0445	0.0446	0.0511
الخرسانة	2.35	0.1690	0.0870	0.0635	0.0445	0.0363	0.0287	0.0218

تجدر الإشارة إلى أنه في حالة الدروع المتعددة المتتالية تصبح المعادلة السابقة كما يلي :

$$\phi_\gamma(r,a_i) = \phi_\gamma(r)\exp[-(\mu_1 a_1 + \mu_2 a_2 + ... + \mu_n a_n)] \qquad (١١,٥)$$

حيث إن :

a_i : تمثل سمك الدرع i.

μ_i : معامل توهين الدرع i.

(١١,٣,١,٣) معامل التراكم (Bp)

تتفاعل أشعة جاما أثناء اختراقها طبقات الدرع مع إلكترونات المادة حسب طاقتها بالتأثير الكهروضوئي وتأثير كومبتون والإنتاج الزوجي، هذه التفاعلات لا تؤدي دائماً إلى اختفاء الفوتون بل تؤدي إلى توليد فوتونات جديدة بطاقة أقل خاصة عند تأثير كومبتون بسبب التشتت. وتساهم هذه الفوتونات المولدة داخل الدرع في الجرعة الإشعاعية الحاصلة بعد الدرع. وتُقدر هذه المساهمة بمعامل التراكم الذي هو مرتبط بنوع الدرع وسمكه (μa)، وهكذا يصبح فيض الإشعاعات التراكمي الذي يستعمل في حساب الجرعة كما يلي :

$$\begin{aligned}\phi_{\gamma b}(P) &= \int_0^E \phi_\gamma(r,a)dE \approx B_p(\mu a)\phi_\gamma(r,a) \\ &= S_0 B_p(\mu a).\frac{e^{-\mu a}}{4\pi r^2}\end{aligned} \qquad (١١,٦)$$

حيث إن :

$B_p(\mu a)$: معامل التراكم للمصدر النقطي الخاص بالدرع الذي له السمك a ومعامل التوهين μ.

تجدر الإشارة إلى أن معامل التراكم $B_p(\mu a)$ قد حُسِب تجريبياً للعديد من المواد المستعملة في الدروع الإشعاعية. ويظهر الجدول رقم (١١,٥) أهم القيم لهذا المعامل وفق طاقة أشعة جاما ونوع مادة الدرع.

الجدول رقم (١١,٥). معامل التراكم لمصدر نقطي: $B_p(\mu a)$.

المادة	الطاقة MeV	μa 1	2	4	7	10	15	20
الماء	0.255	3.09	7.14	23.0	72.9	166.0	456.0	982.0
	0.5	2.52	5.14	14.3	38.8	77.6	178.0	334.0
	1.0	2.13	3.71	7.68	16.2	27.1	50.4	82.2
	2.0	1.83	2.77	4.88	8.46	12.4	1.95	27.7
	3.0	1.69	2.42	3.91	6.23	8.63	12.8	17.0
	4.0	1.58	2.17	3.34	5.13	6.94	9.97	12.9
	6.0	1.46	1.91	2.76	3.99	5.18	7.09	8.85
الألمنيوم	0.5	2.37	4.24	9.47	21.5	38.9	80.0	141.0
	1.0	2.02	3.31	6.57	13.1	21.2	47.9	58.5
	2.0	1.75	2.61	4.62	8.05	11.9	18.7	26.3
	3.0	1.64	2.32	3.78	6.14	8.65	13.0	17.7
	4.0	1.53	2.08	3.22	5.01	6.88	10.1	13.4
	6.0	1.42	1.85	2.70	4.06	5.49	7.97	10.4
الحديد	0.5	1.98	3.09	5.98	11.7	19.2	35.4	55.5
	1.0	1.87	2.89	5.39	10.2	16.2	28.3	42.7
	2.0	1.76	2.43	4.13	7.25	10.9	17.6	25.1
	3.0	1.55	2.15	3.51	5.85	8.51	13.5	19.1
	4.0	1.45	1.94	3.03	4.91	7.11	11.2	16.0
	6.0	1.34	1.72	2.58	4.14	6.02	9.89	14.7
الرصاص	0.5	1.24	1.42	1.69	2.00	2.27	2.65	2.73
	1.0	1.37	1.69	2.26	3.02	3.74	4.81	5.86
	2.0	1.39	1.76	2.51	3.66	4.84	6.87	9.00
	3.0	1.34	1.68	2.43	3.75	5.30	8.44	12.3
	4.0	1.27	1.56	2.25	3.61	5.44	9.8	16.3
	6.0	1.18	1.40	1.97	3.34	5.69	13.8	32.7
اليورانيوم	0.5	1.17	1.30	1.48	1.67	1.85	2.08	-
	1.0	1.31	1.56	1.98	2.50	2.97	3.67	-
	2.0	1.33	1.64	2.23	3.09	3.95	5.36	6.48
	3.0	1.29	1.58	2.21	3.27	4.51	6.97	9.88
	4.0	1.24	1.50	2.09	3.21	4.66	8.01	12.7
	6.0	1.16	1.36	1.85	2.96	4.80	10.8	23.0

لقد أُستنتجت معادلة رياضية لحساب معامل التراكم $B_p(\mu a)$ تعتمد على الدوال الأُسية والمعادلة الأكثر استعمالاً لها الصيغة الآتية:

$$B_p = A e^{-\alpha \mu a} + (A-1) e^{-\beta \mu a} \quad (١١,٧)$$

حيث إن:

a : سمك الدرع.

A, α وβ ثوابت مرتبطة بطاقة أشعة جاما الأصلية ومادة الدرع كما هو موضح في الجدول رقم (١١,٦) الآتي:

الجدول رقم (١١,٦). ثوابت معامل التراكم لمصدر نقطي [١٦].

المادة	الطاقة (MeV)	A	- α	β
الماء	0.5	100.845	0.12687	-0.10925
	1.0	19.601	0.09037	-0.02522
	2.0	12.612	0.05320	0.01932
	3.0	11.110	0.03550	0.03206
	4.0	11.163	0.02543	0.03025
	6.0	8.385	0.01820	0.04164
الألمنيوم	0.5	38.911	0.10015	-0.06312
	1.0	28.782	0.06820	-0.02973
	2.0	16.981	0.04588	0.00271
	3.0	10.583	0.04066	0.02514
	4.0	7.526	0.03973	0.03860
	6.0	5.713	0.03934	0.04347
الحديد	0.5	31.379	0.06842	-0.03742
	1.0	24.957	0.06086	-0.02463
	2.0	17.622	0.04627	-0.00526
	3.0	13.218	0.04431	-0.00087
	4.0	9.624	0.04698	0.00175
	6.0	5.867	0.06150	-0.00186
الرصاص	0.5	1.677	0.03084	0.30941
	1.0	2.984	0.03503	0.13486
	2.0	5.421	0.03482	0.04379
	3.0	5.580	0.05422	0.00611
	4.0	3.897	0.08468	-0.02383
	6.0	0.926	0.17860	-0.04635
الخرسانة	0.5	38.225	0.14824	-0.10579
	1.0	25.507	0.07230	-0.01843
	2.0	18.089	0.04250	0.00849
	3.0	13.640	0.03200	0.02022
	4.0	11.460	0.02600	0.02450
	6.0	10.781	0.01520	0.02925

مثال:

أُوجد الفيض التراكمي $\phi_{\gamma b}(P)$ الناتج عن مصدر نقطي لأشعة جاما في منطقة الشغل التي تبعد متراً عن المصدر؛ علماً أن شدة إشعاع المصدر تساوي $S_0 = 5\times10^8\ \gamma/\sec$ بطاقة 1MeV أما سمك الدرع الحديدي فيساوي 1.0 cm عند إهمال توهين الإشعاعات في الهواء.

الحل:

فيض أشعة جاما بعد متر واحد بدون الدرع الحديدي:

$$\phi_\gamma(100) = \frac{S_0}{4\pi r^2} = \frac{5\times10^8}{4\pi(100)^2} = 3.98\times10^3 \quad \gamma/cm^2 \sec$$

فيض أشعة جاما بعد الدرع الحديدي:

$$\phi_\gamma(100,1) = \phi_\gamma(100)\times e^{-\mu a}$$
$$= 3.98\times10^3 \,.\, e^{-0.468\times1} \quad = 2.493\times10^3 \quad \gamma/cm^2 \sec$$

- الجدول رقم (١١,٤) معامل التوهين

$$\frac{\mu}{\rho_{Fe}} = 0.0595 \quad cm^2/g \quad \Rightarrow \quad \mu = 0.468 \quad cm^{-1}$$

- الجدول رقم (١١,٥) المعامل التراكمي: $B_p(0.468) \approx 1.407$

فيض أشعة جاما التراكمي:

$$\phi_{\gamma b}(100,1) = \phi_\gamma(100,1)\times B_p(\mu_a)$$
$$= 2.493\times10^3 \times 1.407 = \quad 3.508\times10^3 \quad \gamma/cm^2 \sec$$

(١١,٣,١,٤) اتجاه الإشعاع الموحد

عندما يكون المصدر المشع يصدر إشعاعات في اتجاه واحد (محصور بالحواجز: collimated beam) يجب إلغاء معامل المسافة $4\pi r^2$ حيث يصبح فيض أشعة جاما بعد الدرع على النحو الآتي:

$$\phi_{\gamma}(r,a) = I_0 \, e^{-\mu a} \qquad (١١,٨)$$

حيث إن:

I_0 : شدة شعاع جاما في الاتجاه المحدد عند المصدر.

a : سمك الدرع.

أما فيض أشعة جاما التراكمي في هذه الحالة فيكتب على النحو الآتي:

$$\phi_{\gamma b}(r,a) = I_0 B_m \, e^{-\mu a} \qquad (١١,٩)$$

حيث إن:

B_m : المعامل التراكمي لأشعة جاما ذات الاتجاه الموحد.

تجدر الإشارة إلى أن معامل التراكم B_m يختلف عن معامل التراكم B_p للمصدر النقطي السابق. ولقد حُددت قيمته تجريبياً ويوضح الجدول رقم (١١,٧) الآتي بعض قيم هذا المعامل.

الجدول رقم (١١,٧). معامل التراكم لأشعة جاما ذات الاتجاه الموحد، $B_m(\mu a)$.

المادة	الطاقة MeV	μa					
		1	2	4	7	10	15
الماء	0.5	2.63	4.29	9.05	20.0	35.9	74.9
	1.0	2.26	3.39	6.27	11.5	18.0	30.8
	2.0	1.84	2.63	4.28	6.96	9.87	14.4
	3.0	1.69	2.31	3.57	5.51	7.48	10.8
	4.0	1.58	2.10	3.12	4.63	6.19	8.54
	6.0	1.45	1.86	2.63	3.76	4.86	6.78
الحديد	0.5	2.07	2.94	4.87	8.31	12.4	20.6
	1.0	1.92	2.74	4.57	7.81	11.6	18.9
	2.0	1.69	2.35	3.76	6.11	8.78	13.7
	3.0	1.58	2.13	3.32	5.26	7.41	11.4
	4.0	1.48	1.90	2.95	4.61	6.46	9.92
	6.0	1.35	1.71	2.48	3.81	5.35	8.39

تابع الجدول رقم (١١,٧).

المادة	الطاقة MeV	μa 1	2	4	7	10	15
قصدير	1.0	1.65	2.24	3.40	5.18	7.19	10.5
	2.0	1.58	2.13	3.27	5.12	7.13	11.0
	4.0	1.39	1.80	2.69	4.31	6.30	-
	6.0	1.27	1.57	2.27	3.72	5.77	11.0
الرصاص	0.5	1.24	1.39	1.63	1.87	2.08	-
	1.0	1.38	1.68	2.18	2.80	3.40	4.20
	2.0	1.40	1.76	2.41	3.36	4.35	5.94
	3.0	1.36	1.71	2.42	3.55	4.82	7.18
	4.0	1.28	1.56	2.18	3.29	4.69	7.70
	6.0	1.19	1.40	1.87	2.97	4.69	9.53
اليورانيوم	0.5	1.17	1.28	1.45	1.60	1.73	-
	1.0	1.30	1.53	1.90	2.32	2.70	3.60
	2.0	1.33	1.26	2.15	2.87	3.56	4.89
	3.0	1.29	1.57	2.13	3.02	3.99	5.94
	4.0	1.25	1.49	2.02	2.94	4.06	6.47
	6.0	1.18	1.37	1.82	2.74	4.12	7.79

(١١,٣,٢) مصدر مشع على شكل لوح أو قرص

إذا كان لدينا مصدر مشع على شكل لوح غير منتهٍ، يصدر أشعة جاما في كل الاتجاهات وبشدة تساوي S_0 (γ/sec) يمكن استعمال نظرية نقطة اللب لحساب فيض الأشعة عند نقطة تبعد مسافة r على اللوح ؛ ولهذا نفترض حلقة في وسط اللوح سمكها dz ونصف قطرها z (النقاط) كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٢ أ). تنص هذه النظرية على أن فيض الإشعاعات عند النقطة P الناتج عن المصدر المشع الموزع على مساحة شريط الحلقة الافتراضية ($A = 2\pi z dz$) يكافئ فيض الإشعاعات الناتج عن مجموعة من المصادر النقطية المشعة في هذه الحلقة. واستناداً لهذه النظرية يمكن حساب فيض أشعة جاما عند النقطة P التي تبعد المسافة a عن اللوح المشع على النحو الآتي :

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{2}\int_0^\infty \frac{e^{-\mu r}}{r^2} z dz = \frac{S_0}{2}\int_a^\infty \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dr = \frac{S_0}{2}\int_{\mu a}^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (١١,١٠)$$

$$t = \mu r$$

يلاحظ تعويض المتغير z بالمتغير r ثم تعويض هذا الأخير بالمتغير t لتسهيل الحسابات، علماً أن $r^2 = a^2 + z^2$ و $rdr = zdz$. رغم ذلك لا يمكن حساب هذا التكامل لكن يمكن تعويضه بالدالة التكاملية الآتية:

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^n} dt \approx e^{-x} \left[\frac{1}{x+n} + \frac{n}{(x+n)^3}\right] \tag{١١,١١}$$

وبالعودة إلى حساب فيض أشعة جاما (المعادلة (١١,١١)) نجد أن n = 1، مما يجعل فيض أشعة جاما عند النقطة P كما يلي:

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{2} E_1(\mu a) \tag{١١,١٢}$$

أما حساب الفيض التراكمي عند النقطة P فيُحسب بنفس الطريقة السابقة وذلك على النحو الآتي:

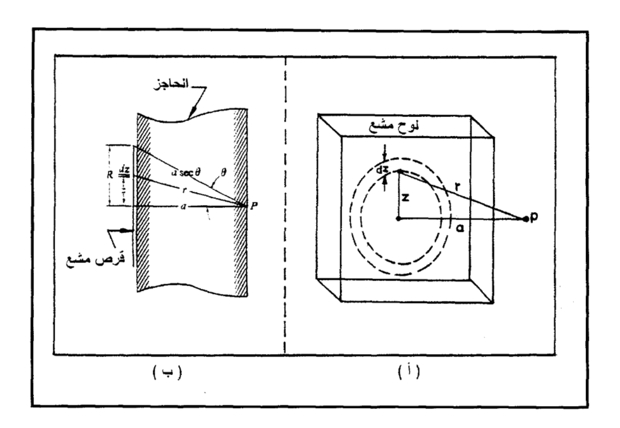
$$d\phi_{\gamma b}(P) = \frac{S_0 . B_p(\mu r)}{2 r^2} . e^{-\mu r} . Z\, dZ \tag{١١,١٣}$$

وعند تعويض معامل التراكم بالدالة الأُسية المعطاة في المعادلة (١١,٧) التي يمكن كتابتها أيضا على النحو الآتي:

$$B_p = A_1 e^{-\alpha \mu a} + A_2 e^{-\beta \mu a} = \Sigma A_n . e^{-\alpha n \mu r} \tag{١١,١٤}$$

بعد ذلك يمكن تكامل المعادة السابقة للحصول على الفيض التراكمي كما يلي.

$$\begin{aligned} \phi_{\gamma b}(P) &= \frac{S_0}{2} \Sigma A_n \int_0^{\infty} \frac{e^{-(1+\alpha_n)\mu r}}{r^2} . Z\, dZ \\ &= \frac{S}{2} \Sigma A_n E_1[(1+\alpha_n)\mu a] \end{aligned} \tag{١١,١٥}$$



الشكل رقم (١١,٢). مصدر مشع على شكل لوح ومصدر على شكل قرص.

إذا كان المصدر المشع على شكل قرص ويصدر أشعة جاما في كل الاتجاهات وبشدة S_0 (γ/sec) يمكن أيضاً استعمال نظرية نقطة اللب السابقة لحساب فيض أشعة جاما عند النقطة P كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٢ ب). وبهذه الطريقة يصبح فيض أشعة جاما عند النقطة P بعد الدرع على النحو الآتي :

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{2}\int_0^R \frac{e^{-\mu r}}{r^2}.Z\, dZ \qquad (١١,١٦)$$

وعند استبدال المتغير z بالمتغير r أيضاً نحصل على المعادلة نفسها (١١,١٠) باستثناء أطراف التكامل.

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{2}\int_a^{a\sec\theta} \frac{e^{-\mu r}}{r} dr \qquad (11,17)$$

يجب كذلك لحل هذا التكامل تعويضه بالدالة التكاملية E_1 التي سبق شرحها فنحصل على النتيجة الآتية:

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{2}[E_1(\mu a) - E_1(\mu a \sec\theta)] \qquad (11,18)$$

وأخيراً، عند استعمال الدالة الأُسية لمعاملة التراكم (١١,١٤) يصبح فيض أشعة جاما التراكمي عند النقطة P بعد الدرع على النحو الآتي:

$$\phi_{\gamma b}(P) = \frac{S_0}{2}\sum A_n\{E_1[(1+\alpha_n)\mu a] - E_1[(1+\alpha_n)\mu a \sec\theta]\} \qquad (11,19)$$

(١١,٣,٣) مصدر مشع خطي

إذا كان المصدر المشع خطياً يصدر أشعة جاما في كل الاتجاهات بشدة طولية S_0 (γ/cm.sec) كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٣ أ)، فإن فيض أشعة جاما عند النقطة P ومع إهمال التوهين في الهواء يكون حسب النظرية السابقة على النحو الآتي:

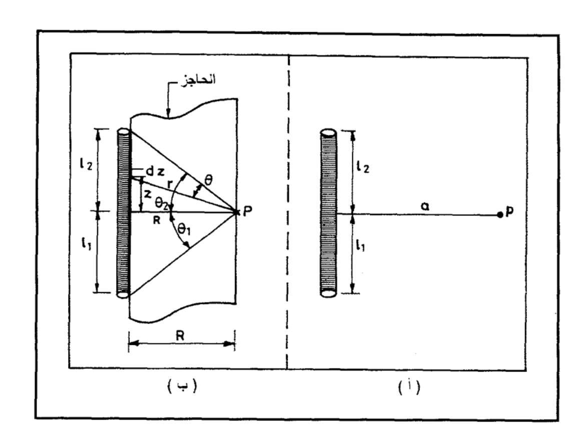
$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{4\pi}\int_{-l_1}^{l_2} \frac{dZ}{r^2} = \frac{S_0}{4\pi}\int_{-l_1}^{l_2} \frac{dZ}{a^2+Z^2}$$

(١١,٢٠)

$$= \frac{S_0}{4\pi}[\tan^{-1}(\frac{l_2}{a}) + \tan^{-1}(\frac{l_1}{a})]$$

إذا كان حول المصدر المشع الخطي لأشعة جاما درع لا يمكن إهمال توهينه، كما هو الحال في الشكل رقم (١١,٣ ب)، فإنَّ فيض أشعة جاما عند النقطة P يكون على النحو الآتي:

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{4\pi}\int_{-l_1}^{l_2} \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dZ \qquad (11,21)$$



الشكل رقم(١١,٣). مصدر مشع خطي.

يُفضل لحل هذا التكامل استبدال المتغير z بالزاوية θ كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٣ ب) حيث إن :

$$r = y\sec\theta$$

$$Z = y\tan\theta \qquad \Rightarrow \qquad dZ = y\sec^2\theta\, d\theta \tag{١١,٢٢}$$

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{4\pi a}\int_{-\theta_1}^{\theta_2} e^{-\mu\, ysec\theta} d\theta \tag{١١,٢٣}$$

لا يمكن حل هذا التكامل مباشرة، ولهذا عادة ما يُعوَّض بالدالة التكاملية الآتية :

$$F(\theta,x) = \int_0^{\theta} e^{-x\sec\theta} d\theta \approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}}.e^{-x}(1-\frac{5}{8x}) \quad ;\theta \approx \frac{\pi}{2} \tag{١١,٢٤}$$

وبهذه الطريقة نحصل على معادلة فيض أشعة جاما بعد الدرع وعند النقطة P على النحو الآتي:

$$\phi_\gamma(P) = \frac{S_0}{4\pi a}[F(\theta_1, \mu a) + F(\theta_2, \mu a)] \qquad (١١,٢٥)$$

وعند إضافة دالة التراكم (١١,١٤) نحصل على فيض أشعة جاما التراكمي، كما هو الحال بالنسبة للمصدر المشع على شكل قرص ليصبح كما يلي:

$$\begin{aligned} \phi_{\gamma b}(P) &= \frac{S_0}{4\pi a}.\sum A_n \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \exp[-(1-\alpha_n)\mu a \sec\theta]d\theta \\ &= \frac{S_0}{4\pi a}.\sum A_n \{F[\theta_1, (1+\alpha_n)\mu a] + F[\theta_2, (1+\alpha_n)\mu a]\} \end{aligned} \qquad (١١,٢٦)$$

(١١,٣,٤) مصدر مشع داخلي

إذا كان المصدر المشع موزعاً داخل جسم غير منتهي الطول، كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٤ أ)، يصدر إشعاعات في كل الاتجاهات بشدة حجميه S_0 ($\gamma/cm^3.sec$) عند النقطة P، فإن فيض أشعة جاما خارج الجسم عند النقطة P يعادل الفيض الناتج عن مصدر مشع على شكل لوح غير منتهٍ، كما سبق شرحه بحيث إن:

$$\begin{aligned} d\phi_\gamma(P) &= \frac{S(x)}{x}.E_1[\mu(a-x)]dx \quad \Rightarrow \\ \phi_\gamma(P) &= \frac{1}{2}\int_0^a S(x)\, E_1[\mu(a-x)]dx \end{aligned} \qquad (١١,٢٧)$$

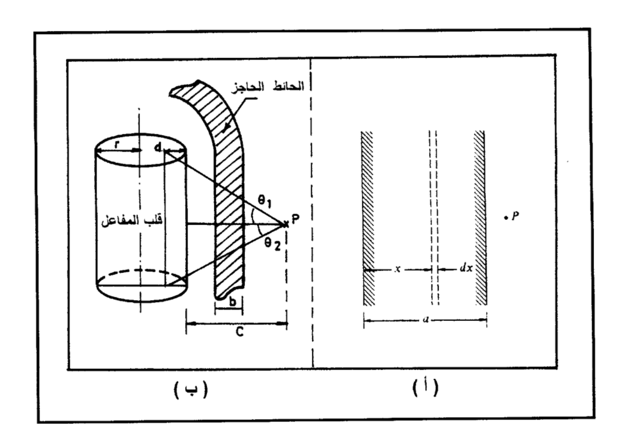
عندما يكون توزيع المواد المشعة داخل الجسم متجانساً، فإن شدة المصدر تكون ثابتة ($S(x)=S_0$) مما يسهل حساب فيض أشعة جاما عند النقطة P فيصبح كما يلي:

$$\begin{aligned} \phi_\gamma(P) &= \frac{S_0}{2}\int_0^a E_1[\mu_v(a-x)]dx \\ &= \frac{S_0}{2\mu_v}\int_0^{\mu a} E_1(t)dt = \frac{S_0}{2\mu_v}[1 - E_z(\mu_v a)] \end{aligned} \qquad (١١,٢٨)$$

حيث إن :

μ_v : معامل توهين الجسم المشع ، أما المتغير الجديد في هذا التكامل فهو :

$$\mu_v = (a-x) = t \quad و \quad dx = -\frac{dt}{\mu_v}$$



الشكل رقم (١١,٤). مصدر مشع داخلي.

وعند استعمال دالة التراكم (١١,١٤) نحصل على فيض أشعة جاما التراكمي على النحو الآتي :

$$\phi_{\gamma b}(P) = \frac{S_0}{2\mu_v} \Sigma A_n \{1 - E_2[\frac{(1+\alpha_n)}{(1+\alpha_n)}\mu_v a]\} \qquad (١١,٢٩)$$

لنفرض الآن وجود جسم أسطواني ذي أبعاد منتهية (محددة) أكثر واقعية مثل قلب مفاعل نووي، كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٤ ب)، فيمكن حساب فيض الإشعاعات خارج المفاعل وفي النقطة P أيضاً بحساب أن المصدر المشع مثل لوح منتهي (محدد) الأبعاد كما سبق شرحه. وبالطريقة الحسابية نفسها نحصل على فيض أشعة جاما عند النقطة P على النحو الآتي:

$$\phi_{\gamma}(d,b) = \frac{S_0 r^2}{4(d+c)}[F(\theta_1, \mu b + \mu_v c) + F(\theta_2, \mu b + \mu_v C)] \quad (١١,٣٠)$$

حيث إن:

μ : معامل توهين الدرع الخارجي.

μ_v : معامل توهين الجسم المشع.

(١١,٤) الحماية من النيوترونات

تستند حسابات الحماية من النيوترونات إلى القوانين نفسها التي شُرحت بالنسبة لأشعة جاما مثل علاقة عكس مربع المسافة، والعلاقة الأسية للتوهين. لكن قانون التراكم السابق لا يتناسب مع النيوترونات بسبب عمليات التشتت والتهدئة والانتشار الأكثر تعقيداً بالإضافة إلى توليد إشعاعات جديدة. ولهذا لقد تم العمل على إيجاد طريقة مبدئية بسيطة لحساب توهين النيوترونات داخل طبقات الحواجز (الدروع) تعتمد على ما يسمى بالمقطع العرضي لإزالة النيوترونات. وتؤدي هذه الطريقة عادة إلى نتائج مقبولة عند تحقق بعض الشروط. وأهم هذه الشروط أن يكون الحاجز يحتوي على كمية كبيرة من الهيدروجين أويلي الدرع طبقة كافية من الماء لأسر جميع النيوترونات المتشتتة والصادرة عن سطح الدرع وحجبها عن الكاشف أو النقطة التي تجب حمايتها.

أما الحسابات الأكثر واقعية للحماية من النيوترونات والأكثر تعقيداً أيضاً فتعتمد على طريقة زمر الانتشار وإزالة النيوترونات، أو الحسابات الاحتمالية (مونتي كارلو) لتتبع مصير النيوترونات داخل الدروع الواقعية.

(١١,٤,١) المقطع العرضي لإزالة النيوترونات

يُشبه المقطع العرضي لإزالة النيوترونات Σ_r معامل التوهين لأشعة جاما μ، ويختلف هذا المقطع قليلاً عن المقطع العرضي المكروسكوبي الإجمالي للنيوترونات Σ_t.

ويساوي هذا المقطع العرضي لإزالة النيوترونات حوالي ثلثي المقطع العرضي الإجمالي للنيوترونات، وذلك بسبب تشتت النيوترونات التي عادة ما تكون طاقتها بين 6 و8 MeV .

وتُستعمل، بشكل عام، لحساب هذا المقطع العرضي المعادلة الآتية:

$$\Sigma_r = \Sigma_t - \Sigma_s \overline{\cos\theta} = \frac{1}{\lambda_r} \quad (١١,٣١)$$

حيث إن:

$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_S$: المقطع العرضي الإجمالي للنيوترونات.

Σ_S و Σ_a : المقطع العرضي للتشتت وامتصاص النيوترونات.

$\cos\theta$: متوسط جيب زاوية تشتت النيوترونات.

λ_r : طول مسافة الاسترخاء (المسافة التي يصبح بعدها فيض النيوترونات مقسوماً على القيمة $e = 2.718$).

تجدر الإشارة إلى أن المقطع العرضي لإزالة النيوترونات بالنسبة للعناصر التي عددها الكتلي $A > 10$ يمكن حسابه وفق المعادلة الآتية:

$$\Sigma_r = N\sigma_r \approx N \times 0.35 \times A^{0.42} \quad (١١,٣٢)$$

حيث إن:

N: الكثافة الذرية لمادة الدرع.

A: العدد الكتلي لمادة الدرع.

أما أكثر قيم المقاطع العرضية لإزالة النيوترونات استعمالاً فهي ناتجة عن التجارب العملية التي تحقق شرط وجود طبقة كافية من الماء خلف الحاجز لأسر النيوترونات المتشتتة. ويوضح الجدول رقم (١١,٨) قيم المقاطع العرضية لإزالة النيوترونات لأكثر المواد استخداماً لحجب النيوترونات في العديد من المجالات.

الجدول رقم (١١,٨). المقطع العرضي لإزالة النيوترونات [٩].

المادة	الكثافة	المقطع العرضي لإزالة النيوترونات		المسار الحر
	ρ (g.cm^{-3})	Σ (cm^{-1})	Σ/ρ(cm^{2}g^{-1})	λ (cm)
الماء	1.00	0.0978	0.0978	10.2
الكربون	1.60	0.0803	0.0502	12.5
الألمنيوم	2.70	0.0791	0.0293	12.6
الحديد	7.86	0.156	0.0198	6.43
التنقستان	18.9	0.208	0.0110	4.81
الرصاص	11.3	0.118	0.0104	8.51
اليورانيوم	18.7	0.181	0.0097	5.51
الخرسانة	2.35	0.0879	0.0374	11.4

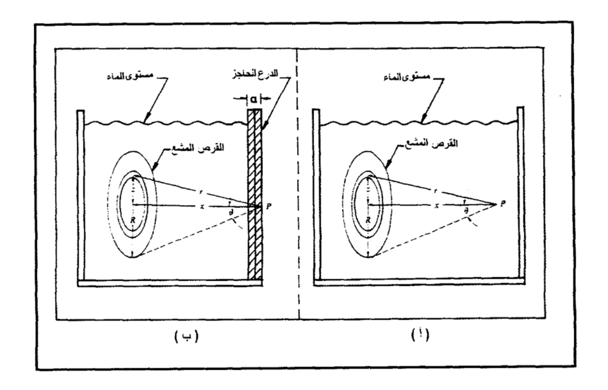
(١١,٤,٢) الطريقة المبسطة لحساب الحماية من النيوترونات

يُمكن حساب فيض النيوترونات عند نقطة معينة تبعد مسافة r عن قرص مشع يصدر إشعاعات في كل الاتجاهات بالطريقة نفسها التي اُستعملت سابقاً لحساب فيض أشعة جاما. يستعمل هنا أيضاً نظرية نقطة اللب. فإذا كان لدينا قرص مشع قطره R

داخل خزان من الماء، كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٥ أ) يصدر نيوترونات انشطارية شدتها $S_0 (n/cm^2.sec)$ يمكن حساب فيض النيوترونات عند النقطة P التي تبعد مسافة r عن مركز القرص وفق المعادلة الآتية:

$$\phi_n(x) = 2\pi S_0 \int_0^R G(r) Z\,dZ = 2\pi S_0 \int_x^{x\sec\theta} G(r) r\,dr \qquad (١١,٣٣)$$

$$Z\,dZ = r\,dr \quad ; \quad r^2 = x^2 + Z^2$$



الشكل رقم (١١,٥). قرص مشع يصدر نيوترونات انشطارية.

لقد وجد قياسياً وحسابياً أن الدالة G (r) تحتوي على جزء أُسي وجزء يُعبر عن عكس مربع المسافة، كما هو الحال بالنسبة لأشعة جاما، وبالإضافة إلى ذلك، فإن هذه الدالة تصبح تقريباً خطية بعد مسافة حوالي٤٠ سم من الماء؛ ولهذا يُمكن كتابة هذه الدالة على النحو الآتي:

$$G(r) = \frac{e^{-\Sigma_w . r}}{4\pi r^2} \quad (١١,٣٤)$$

حيث إن :

r : المسافة بين النقطة المعينة والمصدر.

Σ_w : المقطع العرضي لإزالة النيوترونات بالماء.

وعند إدخال هذه الدالة في المعادلة السابقة (١١,٣٣) نحصل على فيض النيوترونات عند النقطة P على النحو الآتي :

$$\begin{aligned} \phi_n(P) &= \frac{S_0}{2}\int_x^{x\sec\theta} \frac{e^{-\Sigma_w . r}}{r} dr \\ &= \frac{S_0}{2}[E_1(\Sigma_w x - E_1(\Sigma_w x.\sec\theta)] \end{aligned} \quad (١١,٣٥)$$

عندما يوضع درع إضافي من الحديد مثلاً بين مصدر النيوترونات والنقطة P، كما هو موضح في الشكل رقم (١١,٥ ب)، يجب إضافة دالة أُسية تحتوي على المقطع العرضي لإزالة النيوترونات لتلك المادة الإضافية. وهكذا يصبح فيض النيوترونات عند النقطة P كما يلي :

$$\phi_n(P) = 2\pi S_0 \int_x^{x\sec\theta} e^{-\Sigma_{Fe} . r_s} . G(r) . r \, dr \quad (١١,٣٦)$$

حيث إن :

$a\frac{r}{x} = r_s$: السمك الفعلي لدرع الحديد الإضافي.

a : السمك الحقيقي لذلك الدرع.

وأخيراً، عند تعويض الدالة G(r) و r_s بقيمهما السابقة نحصل على فيض النيوترونات عند النقطة P على النحو الآتي :

$$\begin{aligned}\phi_n(P) &= \frac{S_0}{2}\int_x^{x.\sec\theta}\frac{\exp[-(\Sigma_w+\Sigma_{F_e}.{}^{a}\!/_{x})r]}{r}dr\\ &= \frac{S_0}{2}[E_1(\Sigma_w x+\Sigma_{F_e}a)\\ &\qquad -E_1(\Sigma_w x\sec\theta+\Sigma_{F_e}.a\sec\theta)]\end{aligned} \tag{١١,٣٧}$$

(١١,٤,٣) طريقة حساب زمر الانتشار وإزالة النيوترونات

تتميز حسابات الحماية من النيوترونات عن طريق زمر الانتشار وإزالة النيوترونات بنتائج أكثر دقة لتغير فيض النيوترونات داخل طبقات الدرع وفي أي نقطة حول مصدر النيوترونات. لكن تُعرف هذه الحسابات بكثرة التعقيد، مما يُحتم استخدام الحاسب الآلي. ولقد كُتبت عدة برمجيات لحساب الحماية من النيوترونات باستعمال طريق الانتشار وإزالة النيوترونات، وكذلك استعمال طريقة الاحتمالات. وتستخدم هذه البرمجيات لتصميم الدروع في الأماكن الحساسة داخل المحطات النووية. كذلك تستخدم هذه البرمجيات لحساب فيض أشعة جاما الثانوي الناتج عن تفاعل النيوترونات مع طبقات الدرع الذي يساهم بشكل فعَّال في الجرعة الإشعاعية الإجمالية.

تعتمد طريقة الانتشار وإزالة النيوترونات على تقسيم فيض نيوترونات المصدر إلى زمر ذات طاقات متعددة ومحددة. وأثناء تفاعل كل زمرة من النيوترونات مع ذرات الدرع تفقد تلك الزمرة بعض النيوترونات بالامتصاص وتنخفض طاقة بعضها بالتشتت ولا يتفاعل بعضها الآخر فيخترق الدرع. وهكذا فإن فيض النيوترونات المزال عن طريق التشتت ينتقل إلى الزمر الأقل طاقة ويصبح مصدراً محلياً للنيوترونات. وبهذه الطريقة يتزايد عدد النيوترونات في الزمر الأقل طاقة نتيجة النيوترونات المزالة من الزمر الأعلى طاقة. أما عدد النيوترونات في كل زمرة نتيجة التفاعلات والإضافات فيتغير مع الزمن والموقع. ويمكن ترجمة هذه العملية المعقدة رياضياً بالمعادلات الآتية:

(١١,٤,٣,١) فيض النيوترونات المزالة

$$\phi_n^0(r) = \frac{S_0.\exp(-\Sigma.r)}{4\pi r^2} \qquad (١١,٣٨)$$

حيث إن:

S_0 : شدة مصدر النيوترونات الأصلية.

Σ : مجموع المقاطع العرضية لإزالة النيوترونات بمواد الدرع.

r : المسافة بين المصدر والنقطة المحددة.

(١١,٤,٣,٢) المصدر المحلي للنيوترونات الداخلة إلى الزمرة (المزالة)

$$S(r) = \phi_n^0(r).\Sigma.r = \frac{S_0.\Sigma.\exp(-\Sigma.r)}{4\pi r^2} \qquad (١١,٣٩)$$

(١١,٤,٣,٣) نظام معادلة الانتشار والإزالة

$$\begin{cases} \{\nabla^2\phi_1(r) - L_1^2\phi_1(r) + \dfrac{\Sigma_{ai}}{D_i}\phi_1(r) + \dfrac{S(r)}{D_i} = 0 \quad ; \quad (i=1)\} \\ \{\nabla^2\phi_i(r) - L_i^2\phi_i(r) - \dfrac{\Sigma_{ai}}{D_i}\phi_i(r) \\ \qquad + \dfrac{D(i-1).L^2(i-1)\phi(i-1)(r)}{D_i} = 0; \ (i>1)\} \end{cases} \qquad (١١,٤٠)$$

حيث إن:

$\phi_i(r)$: فيض نيوترونات الزمرة i.

Σ_{ai} : متوسط المقطع العرضي لامتصاص نيوترونات الزمرة i.

D_i : متوسط معامل الانتشار لنيوترون الزمرة i .

L_i^{-1} : متوسط المسار الحر لتهدية نيوترونات الزمرة i ، علماً أن متوسط هذا المسار يحسب وفق نظرية عمر فرمي، وذلك وفق المعادلة الآتية:

$$(\frac{1}{L_i})^2 = \int_{E_{i-1}}^{E_i} \frac{dE}{3\xi(E).\sum_s(E)\sum_{tr}(E).E} \quad (١١,٤١)$$

$$\frac{2}{A+\frac{2}{3}} \approx 1-(\frac{A-1}{2A})^2.Ln[\frac{A+1}{A-1}] = \xi(E)$$

حيث إن :

$\frac{2}{A+\frac{2}{3}} \approx 1-(\frac{A-1}{2A})^2.Ln(\frac{A+1}{A-1}) = \xi(E)$: متوسط تغير الطاقة "لترجي" لاصطدام النيوترونات ذات الطاقة E بذرات العدد الكتلي A

تجدر الإشارة إلى أنه من الصعب القيام بهذه الحسابات يدوياً عندما يفوق عدد زمر النيوترونات الزمرتين، لكن للحصول على نتائج دقيقة، يمكن أن تصل زمر النيوترونات إلى المائة ؛ ولهذا توجد برمجيات لحساب الحماية من النيوترونات وأشعة جاما في الوقت نفسه.

(١١,٥) تصاميم الدروع الإشعاعية

تُقسم المواد التي تستعمل لتصنيع الدروع الإشعاعية بشكل عام إلى ثلاثة أنواع: المواد الثقيلة والمتوسطة، والمواد الخفيفة التي تحتوي على كميات كبيرة من الهيدروجين والمواد المركبة.

أولاً: المواد الثقيلة والمتوسطة

تُستعمل المواد الثقيلة مثل الرصاص ؛ والمواد المتوسطة مثل الحديد في صناعة الدروع الخاص بأشعة جاما وأحياناً أيضاً لتهدئة النيوترونات السريعة من خلال التفاعلات غير المرنة. وتتميز هذه المواد بقدرة عالية على توهين أشعة جاما بسبب كثافتها الكبيرة، كما أنها تؤدي دوراً عند خلطها بالمواد الخفيفة لتهدئة النيوترونات وحجب أشعة جاما في وقت واحد.

ثانياً: المواد الخفيفة

تُستعمل المواد الخفيفة التي تحتوي على كميات كبيرة من الهيدروجين مثل الماء وغيره من المواد الخفيفة في صناعة الدروع، مثل الخرسانة لحجب النيوترونات، وذلك لأن جل تفاعلات النيوترونات؛ مع هذه المواد هي تفاعلات مرنة تفقد النيوترونات جزءاً كبير من طاقتها. وعلى الرغم من أن هذه المواد الخفيفة غير فعَّالة لحجب أشعة جاما، إلا أنها تتميز بوفرتها وسهولة تشكيلها وإمكانية زيادة كثافتها بخلطها مع مواد ثقيلة. وتختص أيضاً هذه المواد الخفيفة بمواصفات جيدة لنقل الحرارة، كما هو الحال بالنسبة للماء الذي يُستعمل بكثرة في محطات القدرة النووية؛ لأنه من أفضل وأوفر المواد على الإطلاق لحجب النيوترونات.

ثالثاً: المواد المركبة

تُستعمل المواد المركبة التي تحتوي على عناصر لها قدرة كبيرة جداً لامتصاص النيوترونات، مثل البورون، والليثيوم، والكادميوم، لتصنيع الدروع الخاصة بحجب النيوترونات. وتتميز هذه المواد أيضاً بإنتاج أشعة جاما الثانوية ذات طاقة منخفضة تسهل الحماية منها، لكن عيب هذه المواد أنها عالية التكلفة؛ ولهذا فإنها لا تستخدم إلا في بعض الحالات والأماكن الخاصة سواء لحماية الأشخاص، أو المعدات الحساسة.

تجدر الإشارة إلى أن الحماية من الإشعاعات في المحطات النووية تحتاج في الكثير من الحالات إلى استخدام دروع متتالية مصنعة من مواد مختلفة وأشكال متنوعة؛ وذلك لوجود أنواع مختلفة من الإشعاعات في هذه المحطات عادةً مما يستوجب البحث على أفضل الدروع تكلفةً، وأسهلها تشكيلاً.

(١١,٥,١) محطات تخصيب الوقود

تنقسم محطات تخصيب الوقود إلى أنواع كثيرة حسب طاقتها الإنتاجية، ونوعية الوقود المصنع، ونسبة خصوبة الوقود. وإذا كانت المادة الأولية من اليورانيوم الطبيعي،

وكذلك الوقود المصنع، فإن من السهل الحصول على مستوى إشعاع مقبول في هذه المحطات بدون عناء وتكلفة باهظة؛ لأن شدة أشعة جاما والنيوترونات الصادرة عن اليورانيوم الطبيعي ضعيفة، ومن السهل الحماية منها بوضع الدروع اللازمة حول أماكن تخزين المواد، وأماكن تصنيع الوقود. أما إذا كانت المواد الأولية منتجة في محطات تكرير الوقود، والوقود المطلوب إنتاجه مخصباً، كما هو الحال غالباً، فيكون مستوى الإشعاع أكبر؛ ولهذا تحتاج هذه المحطات النووية إلى تصميم جيد لكل وحداتها وعناية كبيرة في اختبار الآلات وأماكن التخزين والتصنيع. وعادة ما يتكون خط الإنتاج في هذه المحطات من مجموعة من الآلات الأوتوماتيكية التي يُتحكم فيها عن بُعد، وتُستعمل الدروع المتنوعة والشفافة مثل البلور المطعم بالرصاص لمراقبة عملية التصنيع. كذلك يجب وضع الدروع اللازمة حول تخزين المواد الأولية والمعدات، بحيث تتحقق قواعد الوقاية من الإشعاعات، وحماية العاملين في هذه المحطات، وحماية البيئة أيضاً؛ ولهذا يُخصص في هذه المحطات قسم إداري وفني خاص لمراقبة مستوى الإشعاع والوقاية من الإشعاعات.

(١١,٥,٢) محطات القدرة النووية (المفاعلات)

تنحصر جل المصادر الإشعاعية في محطات القدرة النووية داخل قلب المفاعل، الذي هو مركز التفاعلات الانشطارية المولدة لأعداد هائلة من النيوترونات وكميات كبيرة من النظائر المشعة؛ ولهذا يكون التركيز على وضع الدرع والحواجز اللازمة حول قلب المفاعل خاصة لحماية الأشخاص والمعدات والبيئة بشكل عام. وبما أن قلب المفاعل يصدر كميات كبيرة من النيوترونات وأشعة جاما اللتين هما من أخطر الإشعاعات، فيجب تصميم الدروع والحواجز الإشعاعية بعناية وبمساعدة برمجيات الحماية من الإشعاعات، لأن هذه البرمجيات تتمتع بقدرة عالية على اختيار أفضل المواد لحجب الإشعاعات وأكثرها وفرة وأقلها تكلفة لتصنيع الدروع الإشعاعية.

تُوضع عادة طبقات متتالية من الحواجز حول قلب المفاعلات الحرارية، ابتداءً من الماء، على سبيل المثال، لتعمل كعاكس ومهدئ للنيوترونات السريعة ثم بعد ذلك تأتي طبقة الوعاء المصنع من الحديد غير القابل للصدأ الذي يعمل كدرع للنيوترونات وأشعة جاما في وقت واحد. وأخيراً حائط من الخرسانة المسلحة يفوق سمكه المتر ليعمل كوعاء خارجي لإزالة وتوهين ما تبقى من النيوترونات وأشعة جاما.

تُستعمل الدروع المصنعة من المواد المركبة التي تحتوي على مواد ذات قدرة عالية على امتصاص النيوترونات، مثل البورون لحماية المعدات وبعض الأماكن الخاصة، وقفل قنوات الكبلات وأجهزة القياس حول قلب المفاعل، وغرفة التحكم في المحطة.

(١١,٥,٣) محطات معالجة الوقود

تكثر المصادر المشعة بأنواعها المختلفة في محطات معالجة الوقود، فتكون صلبة وسائلة وغازية. يصل الوقود المستهلك عادة على شكل قضبان صلبة، وبعد فترة من التخزين تبدأ عملية المعالجة فتُقطع تلك القضبان آلياً في بداية خط الإنتاج. وبعد هذه العملية تُفصل قطع الغلاف ثم تواصل قطع الوقود رحلتها إلى حوض حامض النيتريك، حيث تتحول إلى سائل بعد إذابتها. وتتفرق بعد ذلك خطوط الإنتاج فتبدأ عملية فصل النظائر المشعة (شظايا الانشطار) عن النظائر الثقيلة (اليورانيوم وما فوق) كيميائياً، ثم تتواصل عملية الفصل والتكرير حتى الحصول على نظائر نقية من اليورانيوم والبلوتونيوم، التي تُعاد إلى محطات تصنيع الوقود أو التخزين. أما النظائر المشعة الأخرى فتفصل عن بعضها ثم تخزن لمدة محددة؛ لتخفيف شدة الإشعاع بالتفكك. وبعد ذلك تُوزع حسب نوعية نشاطها الإشعاعي وتوضع داخل قوالب من الأسمنت أو تُحرق وتُمزج داخل قوالب زجاجية؛ لدفنها وقتياً أو نهائياً في مقابر جيولوجية في باطن الأرض.

ما يزيد هذه العمليات تعقيداً هو مستوى الإشعاع العالي، الذي يحتم أن تكون كل غرف خط الإنتاج معزولة عن بعضها ومحاطة بالدروع الإشعاعية اللازمة

للمحافظة على حماية الأشخاص والمعدات والبيئة من تسرب الغازات أو السوائل المشعة؛ ولهذا فإن جميع خطوات عملية تكرير الوقود تقوم بها آلات أوتوماتيكية، ويعمل الإنسان عن بُعد في غرف التحكم المحصنة. وتعمل إدارة السلامة والوقاية من الإشعاعات في هذه المحطات على التطبيق الصارم للقوانين واللوائح التي تحد من تعرض العاملين والبيئة إلى الإشعاعات.

نذكر هنا مسئولية إدارة السلامة والوقاية من الإشعاعات التي يجب أن تقوم بقياس المستوى الإشعاعي دورياً في كل أماكن العمل وحول المحطات النووية وتطبيق اللوائح والقوانين الخاصة بالحماية. وتقوم كذلك هذه الإدارة بمعايرة أجهزة المسح الإشعاعي دورياً وقياس الجرعات الإشعاعية التي يتعرض لها العاملون في المحطة ومتابعة السجلات الفردية للجرعات ووضع الدروع والحواجز اللازمة. وكذلك من مهامها تدريب العاملين في المحطة على خطط الطوارئ والحوادث الإشعاعية المحتملة. ولا يجب بشكل عام السماح لأي شخص أن يعمل في أماكن تعرضه إلى جرعات إشعاعية أكثر من المسموح بها، كما هو موضح في الجدول رقم (١١,٣).

(١١,٦) تمارين

١- اذكر أنواع الإشعاعات المؤينة موضحاً أخطرها على الكائنات الحية والبيئة.

٢- عَرِّف الجرعة الممتصة والجرعة المكافئة للإشعاعات موضحاً وحدة كل منهما والفرق الأساسي بينهما.

٣- اشرح أهم التأثيرات البيولوجية للإشعاعات المؤينة على الكائنات الحية.

٤- اذكر التدابير الأساسية للحماية من أشعة جاما والنيوترونات، وما أهم خصائص الدروع الواقية من هذه الإشعاعات.

٥- ما أهم التدابير الأساسية للوقاية من الإشعاعات في مختلف المحطات النووية لحماية العاملين فيها وحماية البيئة أيضاً؟

٦- مصدر نقطي مشع من الكوبلت ^{60}Co يصدر إشعاعات في كل الاتجاهات، ونشاطه الإشعاعي يساوي $A = 2x10^{10}Bq$. إذا كان هذا المصدر يبعد مسافة مترين عن مكان الشغل، فاحسبْ ما يلي:

أ) شدة الإشعاع في مكان الشغل.

ب) شدة الإشعاع في مكان الشغل عند وضع درع واقٍ من الرصاص سمكه 5 سم بين المصدر ومكان الشغل.

٧- مصدر مشع خطي طوله متر واحد يصدر أشعة جاما في كل الاتجاهات شدته $S_o = 5x10^{10}$ γ/Sec. وبمتوسط طاقة تساوي 1.0 MeV . إذا كان هذا المصدر خلف جدار من الأسمنت سمكه متر واحد، فاحسبْ ما يلي:

أ) شدة الإشعاع في نقطة تبعد 1.5 متر على مستوى نصف المصدر.

ب) ما السمك اللازم للجدار الذي يجعل شدة الإشعاع في منطقة الشغل المحددة لا يتجاوز $^1/_{10}$ و $^1/_{20}$ من شدة المصدر الأصلية.

٨- إذا كان فيض النيوترونات في نهايته إحدى قنوات مفاعل نووي تجريبي يساوي $5x10^7 n/cm^2$ sec ، علماً أن متوسط طاقة النيوترونات الصادرة تساوي 0.5 MeV، فأوجدْ ما يلي:

أ) فيض النيوترونات عند النقطة التي تبعد 20 سم عن نهاية القناة.

ب) فيض النيوترونات في نهاية القناة عند وضع حاجز سمكه 10 سم من الجرافيت داخل القناة.

٩- وضع مصدر للنيوترونات على شكل قرص نصف قطره 3 سم داخل خزان من الماء. إذا كانت شدة المصدر تساوي $2x10^6$ n/sec ومتوسط طاقة نيوترونات هذا المصدر تساوي 1.0 MeV فاحسبْ ما يلي:

أ) فيض النيوترونات عن بعد 10 , 50 سم داخل خزان الماء.

ب) فيض النيوترونات عن بعد 50 سم عند إضافة حاجز سمكه 5 سم داخل الخزان بين المصدر والنقطة المحددة.

١٠ - إذا كانت شدة النيوترونات وأشعة جاما عند أطرف قلب المفاعل تساوي $2x10^8$ n/sec , $2x10^7$ γ/sec تتالياً. علماً أن متوسط طاقة النيوترونات حولي 0.5 MeV ومتوسط طاقة أشعة جاما حوالي 1.0 MeV فاحسبْ ما يلي:

أ) فيض النيوترونات بعد الحواجز الطبيعية للمفاعل والملوثة من 40 سم من الماء و5 سم من الحديد وجدار من الأسمنت سمكه 50 سم.

ب) فيض أشعة جاما بعد تلك الدروع الثلاثة.

ج) الشدة الإشعاعية الإجمالية خارج مبنى المفاعل.

الفصل الثاني عشر

الحوادث النووية وسلامة المحطات

• مقدمة • مبادئ السلامة في المحطات النووية • تحليل الحوادث النووية المحتملة • تقويم الحوادث النووية المحتملة • الحوادث النووية • التصميم الهندسي لسلامة المحطات النووية • تمارين

(١٢,١) مقدمة

ترتكز سلامة المحطات النووية على تطبيق مجموعة من الإجراءات لمنع الحوادث النووية وتسرب الإشعاعات المؤينة من هذه المنشآت، أو على الأقل تخفيف أثر تلك الحوادث على العاملين في مجال الإشعاع وعامة الجمهور والبيئة. وتشمل هذه الإجراءات عدة مجالات، مثل الطب، والصناعة، وإنتاج الطاقة، ونقل المواد المشعة، واستعمالها وتخزينها. ويتحقق أمن وسلامة المحطات النووية خاصة بتطبيق صارم لإجراءات معيارية محددة ابتداءً من التصميم والإنشاء والتشغيل والصيانة لتلك المنشآت وانتهاءً بالتدريب وتنفيذ خطط الطوارئ أثناء الحوادث النووية.

وتصدر المنظمات العالمية مثل الوكالة الدولية للطاقة الذرية توصيات معيارية لسلامة المحطات النووية، وغالباً ما تتحول تلك التوصيات إلى إجراءات وقوانين محلية لكل دولة. وتهدف هذه الإجراءات إلى تحقيق الأهداف الثلاثة الآتية:

- التأكد من أن المحطة النووية تشتغل وفق إجراءات السلامة المتفق عليها مسبقاً، ولا تسبب أضراراً إشعاعية للعاملين فيها ولا للبيئة.
- العمل على منع الحوادث النووية.
- تخفيف الضرر وآثار الحوادث عند حدوثها.

سندرس في هذا الفصل مبادئ السلامة للمنشآت النووية وتحليل بعض الحوادث المحتمل حدوثها. وسنتطرق إلى تقويم أخطار تلك الحوادث وحساب الجرعة الإشعاعية الناجمة عن تلك الحوادث. وبعد ذلك سنتناول موضوع تحليل أسوأ الحوادث النووية، التي حصلت في بعض المنشآت لأخذ العبرة منها ونتطرق أخيراً إلى موضوع التصميم الهندسي لسلامة المحطات النووية في المستقبل.

(١٢,٢) مبادئ السلامة في المحطات النووية

تتمثل مبادئ سلامة المحطات النووية وأمنها في عدم ترسب المواد المشعة أولاً، وذلك بالعمل على أن تكون هذه المواد داخل أوعية مخصصة ومحكمة الإغلاق ومعزولة بالحواجز اللازمة عن الجمهور والبيئة. أما المبدأ الثاني للسلامة، فيتمثل فيما يسمى بالدفاع عن العمق الذي ينص على تشغيل هذه المنشآت وفق إجراءات السلامة المعيارية المتعارف عليها، لكن من المحتمل أن تتعرض لحوادث يجب إدارتها حسب خطة مرسومة ذات مستويات دفاعية متعددة لتخفيف الضرر وجعل آثارها أقل ما يمكن.

(١٢,٢,١) الحواجز المتعددة

يعدُّ استعمال الحواجز المتعددة لعزل المواد المشعة من أفضل طرائق حماية العاملين في مجال الإشعاع وعامة الجمهور والبيئة من خطر التسرب الإشعاعي؛ ولهذا فإن كل المحطات النووية تعمل على تطبيق المبدأ الأول للسلامة باستخدام حواجز متتالية؛ لحصر المواد المشعة في أماكن محددة يصعب تسربها. وأوضح مثال على ذلك ما

يحصل في محطات القدرة النووية، حيث إن جل المواد الانشطارية تكون داخل أقراص الوقود (ثاني أكسيد اليورانيوم UO_2)، الذي يعدُّ الحاجز الأول. بعد ذلك يأتي الحاجز الثاني المتمثل في غلاف الوقود المصنع عادةً من صفائح الزيركينيوم (Zr) أو الحديد غير قابل للصدأ. أما الحاجز الثالث فيتكون من وعاء قلب المفاعل، الذي لا يقل سمكه عن عشرة سنتيمر من الحديد، وبعد ذلك يأتي الحاجز الأخير أو البيولوجي المتمثل في مبنى المفاعل والمصنَّع من الأسمنت المسلح، الذي لا يقل سمكه عن واحد متر. وتصل الحواجز المتتالية إلى خمسة أحياناً في بعض المحطات الحديثة، وكل ذلك لاحتواء تسرب المواد المشعة في كل الأحوال، وحتى أثناء الحوادث.

(١٢,٢,٢) إستراتيجية الدفاع عن عمق

أُخذت إستراتيجية الدفاع عن عمق من المخططات الدفاعية العسكرية، المتمثلة في حلقات دفاعية متتالية؛ للحد من تسرب المواد المشعة، واتخاذ الإجراءات والتدابير اللازمة لاحتواء المخاطر والضرر الإشعاعي. وتشتمل الحلقة الأولى من الداخل في المحافظة على تشغيل المحطة في حدود طاقتها المصممة لها مسبقاً. أما الحلقة الثانية فهي تتمثل في المراقبة والحماية من الإشعاعات عن طريق قياس مستوى الإشعاع في الأماكن المختلفة في المحطة اللازمة. وبعد ذلك تأتي الحلقة الثالثة المتمثلة في أدوات التحكم الهندسية الأوتوماتيكية واليدوية؛ للتحكم في سير العمليات داخل المحطة، وإيقافها عند الحاجة اعتماداً على مؤشرات أجهزة القياس. أما الحلقة الأخيرة في هذه الإستراتيجية فتتمثل في الإجراءات وخطط الطوارئ عند حصول الحوادث النووية سواء كانت بسيطة بتسرب كميات قليلة من المواد المشعة، أو كارثية، مثل فقدان السيطرة على العمليات داخل المحطة، وتسرب كميات كبيرة من الإشعاعات خارج المحطة. ونلاحظ أن هذه الإستراتيجية تعمل تدريجياً على احتواء المخاطر الإشعاعية وعند الالتزام بتطبيقها، فإنها تؤدي إلى أمن وسلامة المحطة والبيئة في كل الأحوال.

(١٢,٢,٣) أهم النظائر المشعة القابلة للتسرب

أهم النظائر المشعة القابلة للتسرب من المحطات النووية التي لها تأثير على الصحة، هي المواد الانشطارية، وسلسلة عناصر الأكتينايد($Z \geq 89$) الناتجة عن تفاعل النيوترونات. وتوجد هذه النظائر بكثرة في محطات القدرة النووية، ومحطات تكرير الوقود المستعمل، أما محطات تصنيع الوقود فلا تحتوي إلا على القليل من هذه النظائر، مما يجعل حجزها والحماية من تسربها سهلاً نسبياً. وتُمثل هذه النظائر المشعة سواء كانت غازية أو صلبة خطراً على الصحة عندما تُستنشق أو تُبتلع ثم تتراكم في الأعضاء الحساسة. يوضح الجدول رقم (١٢,١) أهم النظائر المشعة الانشطارية القابلة للتسرب أثناء الحوادث النووية لمحطات القدرة النووية ومحطات تكرير الوقود المستعمل. ويوضح أيضاً هذا الجدول كمية الجرعة الداخلية لأعضاء الجسم التي لها قدرة عالية لامتصاص بعض النظائر المشعة.

الجدول رقم (١٢,١). أهم النظائر المشعة القابلة للتسرب من المحطات النووية [٩].

العضو– النظائر	العمر النصفي	نسبة الإنتاج في عملية الإنشطار	نسبة الترسب في العضو	العمر النصفي الفعلي	الجرعة الداخلية mrem/μCi
العظم					
^{89}Sr	50 d	4.8	0.28	50 d	413
^{90}Sr-^{90}Y	28 y	5.9	0.12	18 y	44.200
^{91}Y	58 d	5.9	0.19	58 d	337
^{144}Ce-^{144}Pr	280 d	6.1	0.075	240 d	1.210
الغدة الدرقية					
^{131}I	8.1 d	2.9	0.23	7.6 d	1.484
^{132}I	2.4 h	4.4	0.23	2.4 h	54
^{133}I	20 h	6.5	0.23	20 h	399
^{134}I	52 m	7.6	0.23	52 m	25
^{135}I	6.7 h	5.9	0.23	6.7 h	124

تابع الجدول رقم (١٢,١).

العضو– النظائر	العمر النصفي	نسبة الإنتاج في عملية الإنشطار	نسبة الترسب في العضو	العمر النصفي الفعلي	الجرعة الداخلية mrem/µCi
الكلية					
$^{103}Ru-^{103m}Rh$	40 d	2.9	0.01	13 d	6.9
$^{106}Ru-^{106}Rh$	1.0 y	0.38	0.01	19 d	65
$^{129m}Te-^{129}Te$	34 d	1.0	0.02	10 d	46
العضلات					
$^{137}Cs-^{137m}Ba$	33 y	5.9	0.36	17 d	8.6

h : ساعة، d : يوم، m: شهر، y : سنة.

على الرغم من أن معظم هذه النظائر لها عمر نصفي قصير، إلا أنها تُمثل خطراً صحياً محدقاً للأشخاص، الذين يتعرضون لكميات كبيرة منها أثناء انتشارها. ومن الملاحظ أن أهم النظائر خطورة على الصحة نظير السترونسيوم ^{90}Sr والسيزيوم ^{137}Cs ونظائر الأيودين $^{131-5}I$ وذلك لأن السترونسيوم والنظير المولد له الإتريوم^{90}Y يتركزان في العظام بكثرة مما يعرض خلايا الدم إلى السرطان (اللوكيميا)، أما نظائر الأيودين، فهي تتركز بكثرة في الغدة الدرقية مما يسبب لها الإصابة بالسرطان عندما يتعرض الجسم لامتصاص كميات كبيرة من هذه النظائر.

(١٢,٣) تحليل الحوادث النووية المحتملة

يُعد تقرير تحليل الحوادث النووية المحتملة من الإجراءات الأساسية عند تقديم ملف الموافقة لإنشاء وتشغيل المحطات النووية، الذي يُقدم لموافقة الجهات المختصة في الدولة. ويختص هذا التقرير بتحليل كل الحوادث المحتملة والخطة المعدة لتفاديها، أولاً عن طريق أدوات التحكم والإجراءات اللازمة لذلك، وثانياً تفصيل خطة الطوارئ

لتخفيض خطر تسرب الإشعاعات من المحطة إلى البيئة في حالة حدوث الحادث. وعادة ما تقسم الحوادث في هذا التقرير إلى ثلاثة أنواع.

أولاً: الأحداث متوسطة التكرار

تشمل الأحداث متوسطة التكرار مجموعة من الحالات المؤقتة الطارئة أثناء تشغيل المحطة بسبب عطل بسيط ، أو تدخل غير سليم لأحد العاملين في نظام التشغيل. ومن الأمثلة على ذلك زيادة أو نقصان بسيط في تدفق سائل التبريد في محطات القدرة النووية ، أو زيادة بسيطة للكتلة في خزانات المواد الانشطارية ، التي ربما تُقربها إلى الكتلة الحرجة في محطات تكرير الوقود المستعمل. وعادة ما تُعالج هذه الأحداث أوتوماتيكياً من طرف نظام التحكم دون اللجوء إلى إيقاف المحطة.

ثانياً: الأحداث النادرة

تشمل الأحداث النادرة مجموعة من الحوادث لها احتمال حدوث ضعيف خلال عمر المحطة ينتج عنه تسرب إشعاعي محدود. وعادة ما تكون هذه الأحداث ناتجة عن عطل ميكانيكي لأحد أنابيب سائل التبريد الصغيرة ، أو فقدان التيار الكهربائي لتشغيل أجزاء من محطات القدرة النووية. وكذلك الحالة في محطات تكرير الوقود المستعمل ، التي يمكن أن تتعرض أيضاً لبعض الحوادث ، مثل تعطل بعض المضخات أو نظام التهوية بسبب كسر أو انسداد بعض القنوات في غرف التكرير. وعلى الرغم من أن المعدات المستخدمة في هذه المحطات تكون عالية الجودة ، إلا أن افتراض تعطلها وارد كما هو الحال بالنسبة للأخطاء البشرية أثناء تشغيل تلك المحطات ؛ ولذلك تجب دراستها ورسم الخطط لمعالجتها.

ثالثاً: الأحداث النادرة جداً

تشمل الأحداث النادرة جداً بعض الحالات التي لها احتمال حدوث ضعيف جداً خلال عمر المحطة ، إلا أنها إذا وقعت فنتائجها تكون كارثية على المحطة بسبب

تسرب كميات كبيرة من الإشعاعات إلى البيئة مما يستوجب أحياناً خطة طوارئ لترحيل السكان بجوار المحطة. والمثال على ذلك تعطيل نظام التبريد حتى ذوبان جزئي أو كامل لقلب المفاعل النووي، أو حدوث زلزال تحت محطة تكرير الوقود، مما يؤدي إلى انهيار المباني وتسرب كميات كبيرة من الإشعاعات إلى البيئة.

تجدر الإشارة إلى أن كل أنواع الحوادث المذكورة سابقاً يُقوَّم احتمال حدوثها، ثم دراسة نتائجها. ويقوم الحاسب الآلي عادة بالحسابات اللازمة لتغير درجة الحرارة، وكثافة المواد، وتأثيرها عن ديناميكا السوائل والنيوترونات، وقدرة المفاعل لمحاكاة كل حادثة، وذلك باستخدام كود خاص لكل حالة. وتساهم نتائج هذه الحسابات في تعزيز السلامة أثناء التصميم والتشغيل والتخطيط لحالة الطوارئ.

وسنتناول فيما يلي بعض الحوادث النووية المحتملة لمحطات القدرة النووية ؛ لأن المحطات الأخرى نادراً ما تسبب حوادث كارثية لصغر كمية المواد المشعة نسبياً والتي يتعامل معها داخل تلك المحطات.

(١٢,٣,١) حوادث فقدان تدفق سائل التبريد

تُنتج كل المفاعلات النووية كميات هائلة من الحرارة بسبب الانشطار المتسلسل في الوقود، وتنقل هذه الحرارة عن طريق سائل أو غاز لإنتاج بخار الماء ومن ثم توليد الكهرباء. ويعتمد نظام تبريد قلب المفاعل على مضخات كبيرة ومراوح لتدوير سائل أو غاز التبريد. ويُعد انخفاض تدفق سائل أو غاز التبريد أو فقدانهما من أخطر الحوادث ؛ لأنه يؤدي في أسوء الحالات إلى ذوبان قلب المفاعل، ثم إلى كارثة بيئية بسبب تسرب المواد المشعة.

تتعدد أسباب انخفاض أو فقدان تدفق سائل التبريد، ومنها على سبيل المثال، كسر أحد أنابيب حلقة التبريد الأولى أو مجموعة منها، أو توقف إحدى المضخات، أو انسداد أحد الصمامات لسبب ما ولو عن طريق الخطأ.

وتُؤدي عادة هذه الأعطال إلى زيادة حرارة سائل التبريد وانخفاض الكثافة وزيادة الضغط مما يؤثر مباشرة على قدرة المفاعل. ويتولى في هذه الحالات نظام التحكم معالجة هذه الأحداث إذا كان مصمماً بطريقة سليمة سواء بتعويض فقدان التدفق، أو إخماد المفاعل أتوماتيكياً وإن لم يُجدِ ذلك، تتم المعالجة عن طريق التدخل اليدوي.

يُعدُّ فقدان تدفق سائل التبريد من أسوأ حوادث المفاعلات النووية التي يجب افتراضها، على الرغم من قلتها، والتخطيط لمعالجتها بسرعة إثر حدوثها لمنع ذوبان قلب المفاعل. ومن الأسباب الرئيسية لفقدان تدفق سائل التبريد انقطاع التيار الكهربائي، أو كسر أنابيب التغذية الرئيسية لحلقة التبريد الأولى خاصة، أو شرخها، أو انسدادها، وكذلك للحلقة الثانية أحياناً. وعند حدوث هذا النوع من الأعطال يجب أن يكون نظام التحكم قادراً على إخماد المفاعل مباشرة ثم يُشغل النظام الاحتياطي لتبريد قلب المفاعل بسرعة ومنعه من الذوبان. علماً أن عملية التبريد يجب أن تتواصل حتى بعد عملية الإخماد لأن المفاعل يواصل إنتاج حوالي ٧٪ من قدرته بسبب تفكك النظائر المشعة. ويكمن خطر هذه الأحداث في سرعتها، حيث إن تأخر تشغيل النظام الاحتياطي للتبريد بثوانٍ فقط يسبب إتلاف المفاعل وكارثة بيئية.

(١٢,٣,٢) حوادث فقدان امتصاص الحرارة

سبب حوادث فقدان امتصاص الحرارة هو توقفاً مفاجئاً لإحدى مضخات تغذية الحلقة الثانية للتبريد بين المكثف والمبادل الحراري. وتؤدي هذه الأحداث، إنْ لم تُعالج فوراً، إلى انخفاض كفاءة امتصاص الحرارة من الحلقة الأولى لتبريد المفاعل، مما يسبب ارتفاع درجة حرارة سائل التبريد، ومن ثم انخفاض الكثافة وزيادة ضغط الوعاء وتغير قدرة المفاعل. وأفضل طريقة لمعالجة هذه الأحداث هو التصميم الجيد للمفاعل من البداية واستخدام نظام تحكم سريع قادر على التفاعل مع كل الأحداث المحتملة. ولهذا الغرض، فإن كل المفاعلات الحديثة التي تستخدم الماء لتبريد قلب

المفاعل وتهدئة النيوترونات صُممت على أن يكون عاملا الحرارة والفراغ (تعويض الماء بالبخار) بها سالبين، مما يجعل ارتفاع الحرارة سبباً في انخفاض قدرة المفاعل بشكل طبيعي وتلقائي. وتعمل التصميمات الحديثة على بناء نظام تحكم جيد لإدارة الأحداث بسرعة وتعديد نُظم الاحتياط وكثرة الحواجز المتتالية لعدم تسرب المواد المشعة وتساعد كل هذه التدابير في سلامة المحطة.

(١٢,٣,٣) حوادث فقدان التحكم في الفاعلية

يُؤدي التحكم غير السليم في الفاعلية إلى حوادث نووية لا يُحمد عقباها وتصعب السيطرة عليها خاصة في المفاعلات التي تتميز بسرعة فائقة في تضاعف القدرة. وتبدأ حوادث التحكم في الفاعلية عادة نتيجة اضطرابات في الفاعلية وعدم توازن قدرة المفاعل، أو فقدان تدفق سائل التبريد، وارتفاع درجة حرارة المفاعل. ومن أسباب اضطرابات الفاعلية إدخال مفاجئ لكمية موجبة كبيرة من الفاعلية بسبب سحب مجموعة من قضبان التحكم عن طريق الخطأ أو لسبب آخر. أما الخلل في تدفق سائل التبريد المذكور سابقاً، فتسببه أيضاً اضطرابات في الفاعلية لبعض المفاعلات نتيجة التغيرات المفاجئة في كثافة سائل التبريد (الفراغ). وتحصل أيضاً اضطرابات في الفاعلية بسبب تغيرات سريعة لحرارة قلب المفاعل نتيجة حوادث امتصاص الحرارة ومعالجتها بطريقة غير سليمة، وذلك بإدخال كميات كبيرة من الماء البارد لقلب بعض المفاعلات.

لقد تناولنا بالتفصيل موضوع ديناميكا المفاعلات النووية وتغير الفاعلية في الفصلين الثامن والتاسع، ولكن نريد أن نؤكد هنا على العلاقة بين الفاعلية وقدرة المفاعل من ناحية، ونذكر أن أهم قواعد السلامة أن يصمم المفاعل بحيث يكون معامل الحرارة دائماً سالباً، لكي يعمل على الحد من قدرة المفاعل عند ارتفاع مفاجئ للحرارة. وباختصار يمكن حساب قفزة قدرة المفاعل أثناء المرحلة الانتقالية إثر تغير مفاجئ للفاعلية باستخدام المعادلات الآتية:

أولاً: معادلة قدرة المفاعل

$$\frac{dP}{dt} \approx \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\wedge}.n \qquad (١٢,١)$$

حيث إن:

P: قدرة المفاعل وn تمثل كثافة النيوترونات في قلب المفاعل.

β: نسبة النيوترونات المتأخرة.

Λ: عمر دورة حياة النيوترونات الفورية.

$\rho_0 - \alpha T = \rho$: الفاعلية علماً أن α تمثل معامل الحرارة للفاعلية.

وT: تمثل درجة حرارة المفاعل.

كما أن درجة الحرارة مرتبطة بكثافة النيوترونات بحيث إن $\frac{dT}{dt} = kn$ وk تمثل عكس السعة الحرارية.

ثانياً: معادلة تغير القدرة مع الفاعلية

$$\frac{dn}{d\rho} = -\frac{(\rho - \beta}{\alpha\, \kappa \wedge} \quad \Rightarrow \quad n = A - \frac{(\rho - \beta)^2}{2\, \alpha\, \kappa \wedge} \qquad (١٢,٢)$$

حيث إن:

A : ثابت التكامل

ثالثاً: معادلة القدرة القصوى أثناء قفزة الفاعلية

يحصل المفاعل على القدرة القصوى بالضبط أثناء قفزة الفاعلية عند نقطة بداية ردة الفعل ($\rho = \beta$) ويمكن حساب هذه القيمة بتفاضل كثافة النيوترونات ومساواتها بالصفر.

$$\frac{dn}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \dot{n} = \frac{1}{2\, \alpha\, \kappa \wedge}[(\rho_0 - \beta)^2] \qquad (١٢,٣)$$

يُمكن أيضاً كتابة هذه المعادلة بشكل آخر، وذلك باستعمال جذور معادلة "الإينآور" للفاعلية ω لنحصل على ما يلي:

$$\dot{n} = \frac{\wedge \omega^2}{2 \alpha \kappa} \quad ; \quad \omega = \frac{(\rho_0 - \beta)}{\wedge} \qquad (١٢,٤)$$

ويستنتج مما سبق القيم العظمى لدرجة حرارة الوقود والطاقة المنتجة وفق المعادلات الآتية:

$$T = \frac{2(\rho_0 - \beta)}{\alpha} \qquad (١٢,٥)$$

$$E = \frac{2(\rho_0 - \beta)}{\alpha \kappa} \qquad (١٢,٦)$$

تجدر الإشارة إلى أن سلامة المفاعل تقتضي تصميمه بحيث لا يسمح لدرجة حرارة غلاف الوقود أن تصل في كل الأحوال إلى درجة عالية تسبب إتلافه، ومن ثم تسرب المواد المشعة من الوقود.

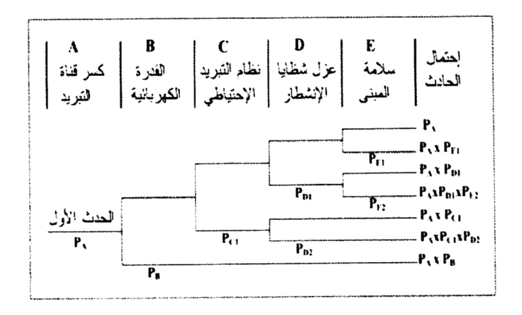
(١٢,٤) تقويم الحوادث النووية المحتملة

يعتمد تقويم الحوادث النووية المحتملة في مجال النقل والصناعة على دراسة احتمال أخطاء التشغيل وأعطال المعدات. وتستعمل أيضاً هذه الطريقة لتقدير احتمال الحوادث النووية الناتجة عن سلسلة من الأخطاء والأعطال البسيطة المتوقعة. واستناداً إلى هذه الحسابات الاحتمالية يمكن تطوير التصميم وتشديد إجراءات السلامة لتخفيض مستوى الضرر في مختلف النشاطات الإنسانية، ومن بينها التطبيقات السلمية للطاقة الذرية.

(١٢,٤,١) احتمال الحوادث النووية

يشمل التقييم الاحتمالي لسلامة المحطات النووية التعرف على الحالات غير الطبيعية التي تؤدي إلى حوادث نووية ذات مستويات مختلفة ثم تحليل دراسات الضرر

الإشعاعي المتوقع لكل منها. وتستعمل نتائج هذا التقويم لتحسين سلامة المحطة أثناء التصميم والتشغيل والصيانة وتخفيض مستوى الضرر. ويبدأ هذا التقويم أولاً بحصر احتمال الحوادث الأولية (فقدان سائل التبريد مثلاً) المسببة للحوادث النووية، وأعطال المعدات (انقطاع التيار الكهربائي مثلاً)، وأخطاء التدخلات الممكنة لمعالجة الوضع (تشغيل المولد الاحتياطي- إخماد المفاعل)، وتقويمها بعد ذلك. ثانياً يُدرس تسلسل الأحداث بعضها بعضاً (ارتفاع درجة الحرارة - تأثير الفاعلية) وارتباطها، ثم رسم شجرة تفرع الأحداث وتسلسلها لتقويم كفاءة نظام السلامة، وحساب الاحتمال الإجمالي للحوادث المتوقعة (تسرب المواد المشعة - ذوبان قلب المفاعل) كما هو موضح في الشكل رقم (١٢,١) الآتي:



الشكل رقم (١٢,١). شجرة تسلسل الأحداث لحساب احتمال الحوادث النووية.

تجدر الإشارة إلى أن دقة التقويم الاحتمالي للسلامة تكمن في صعوبة اختيار قيمة احتمال الأحداث الأولية التي تعتمد فقط على الخبرة والدراسة وتكرار أعطال المعدات وأخطاء التدخل أثناء الحالات الطارئة سابقاً.

(١٢,٤,٢) انتشار النظائر المشعة وتقدير الجرعة الإشعاعية

تُقدر الجرعة الإشعاعية والضرر الصحي الناتج عن تعرض العاملين والجمهور إثر الحوادث المحتملة بكمية النظائر المشعة المتسربة وكيفية انتشارها وتركيز تلك النظائر في الأعضاء الحساسة.

(١٢,٤,٢,١) انتشار النظائر المشعة وتشتتها

لقد أثبتت عدة دراسات أن سحابة الدخان أو البخار المحمل بالنظائر المشعة المتسربة من مداخن المنشآت النووية تنتشر في الاتجاه العمودي أو الأفقي حسب سرعة الرياح وحالة التنفس. وعند اعتماد نموذج هذا الانتشار وافتراض أن فوهة المدخنة مصدراً نقطياً للإشعاعات نجد أن النظائر المشعة المتساقطة على الأرض لها توزيع "قوس" المشهور الآتي:

$$X(x,y) = \frac{Q}{\pi\,\sigma_y\,\sigma_z\,\overline{u}}.\exp[-(\frac{y^2}{2\sigma_y}+\frac{h^2}{z\sigma_z})] \qquad (١٢,٧)$$

حيث إن:

$X(x,y)$: التركيز الإشعاعي عند مستوى الأرض في النقطة (x, y) ($Curie/m^3$).

Q: شدة الإشعاع للمصدر (Curie/sec).

h: ارتفاع فوهة المدخنة عن سطح الأرض، (m).

$\overline{u}$: متوسط سرعة الرياح في اتجاه محور السحابة (m/sec).

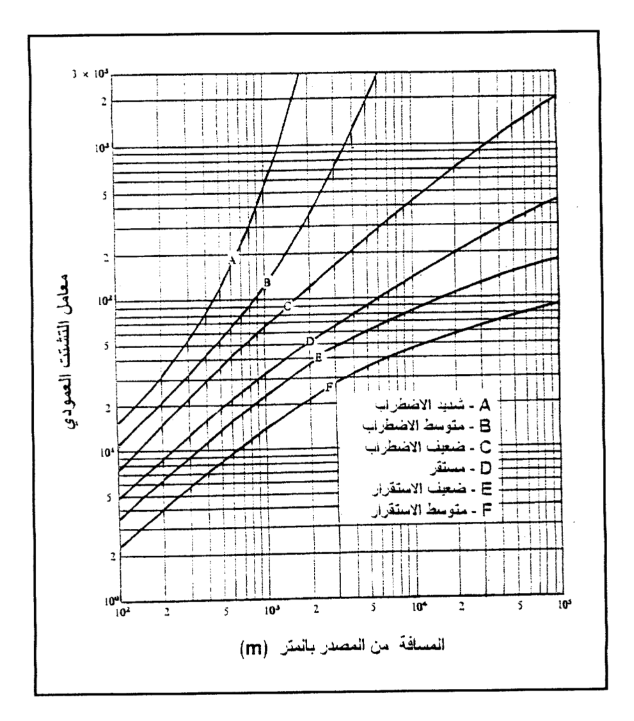
y: المسافة الأفقية عن محور السحابة (m).

σ_y: الخطأ المعياري لتركيز النظائر المشعة في الاتجاه الأفقي عن محور السحابة.

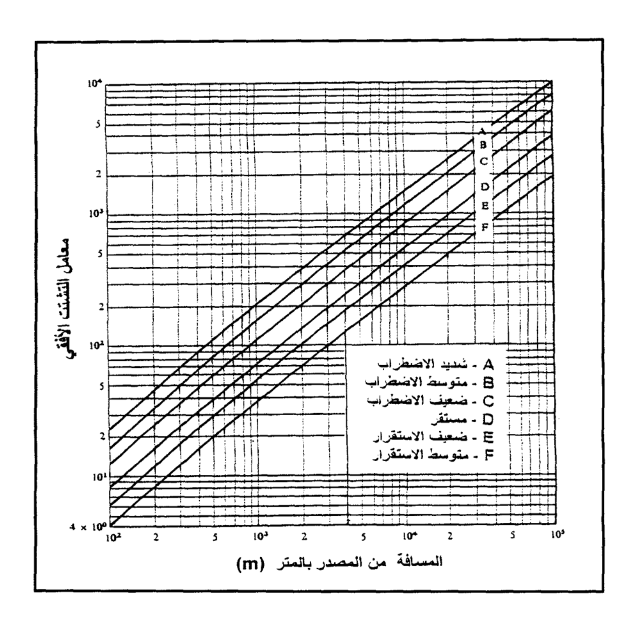
σ_z: الخطأ المعياري لتركيز النظائر المشعة في الاتجاه العمودي عن محور السحابة.

قيم الأخطاء المعيارية σ_y وσ_z مرتبطة بالمتغير x وتزداد هذه القيم كلما ابتعدنا عن المصدر، كما هو الحال بالنسبة لقطر السحابة. وقُدِّرَتْ هذه القيم تجريبياً حسب

الأحوال الجوية من طرف الباحث "باسكيول" (Pasquill) كما هو موضح في الشكل رقم (١٢,٢) والشكل رقم (١٢,٣).



الشكل رقم (١٢,٢). معامل التشتت الأفقي للنظائر المشعة حسب الأحوال الجوية [١٦].



الشكل رقم (١٢,٣). معامل التشتت العمودي للنظائر المشعة حسب الأحوال الجوية [١٦].

تجدر الإشارة إلى أن المعادلة (١٢,٧) عادة ما يتم تبسيطها، وذلك بحساب المتغير $y = 0$ لحساب الجرعة عند سطح الأرض فتصبح المعادلة على النحو الآتي:

$$X(x,y) = \frac{Q}{\pi \sigma_y \sigma_z \bar{u}}.\exp[-\frac{h^2}{z\sigma_z}] \qquad (١٢,٨)$$

خلال الساعة الأولى من التسرب الإشعاعي يجب الأخذ في الحسبان تأثير المبنى الذي يزيد من اضطرابات الريح وتشتت النظائر حوله مباشرة. ولمعالجة ذلك يُنقل الموقع الحقيقي للمصدر إلى موقع عكس اتجاه الريح، ويقع على مسافة يصبح فيها عرض السحابة يعادل عرض المبنى.

(١٢,٤,٢,٢) تقدير الجرعة المكافئة لكامل الجسم

تُقدر الجرعة الممتصة في مناطق تساقط النظائر المشعة على الأشخاص حول المحطة حسب تركيز تلك النظائر وأنواعها، علماً أن مسار امتصاص الإشعاعات يكون خارجياً لكامل الجسم وداخلياً عن طريق التنفس والابتلاع (الأكل والشرب). ويتناسب معدل الجرعة الممتصة لكامل الجسم مع طاقة وتركيز النظائر المتساقطة في المنطقة المحددة. ويُحسب عادة معدل الجرعة لكامل الجسم عند مستوى الأرض الناتج عن أشعة بيتا (β) وفق المعادلة الآتية:

$$\dot{D}_{\beta}^{air}(x) = 2.29\times10^{-3}\,\overline{E}_{\beta}.X_{\beta}(x)\,; \quad Gy/\sec \qquad (١٢,٩)$$

حيث إن:

$2.29x10^{-3}$: ثابت تحويل الطاقة الممتصة

$\overline{E_{\beta}}$: متوسط طاقة أشعة β لكل تفكك (MeV/dis)

$X_{\beta}(x)$: تركيز النظائر المشعة التي تصدر أشعة بيتا (Ci/m^3)

يمكن الآن استنتاج معدل الجرعة المكافئة لكامل الجسم على النحو الآتي:

$$\begin{aligned}\dot{H}_{\gamma}^{tissue}(x) &= 2.29\times10^{-3} f(d,E_{\max})\, X_{\beta}(x)\,\overline{E}_{\beta} \\ &\approx 2.29\times10^{-3} X_{\beta}(x)\,\overline{E}_{\beta} \quad ; \quad Sv/\sec\end{aligned} \qquad (١٢,١٠)$$

أما معدل الجرعة في الهواء الناتج عن أشعة جاما (γ) فيُحسب وفق المعادلة الآتية:

$$\dot{D}_{\gamma}^{air}(x) = 4.58\times10^{-3}.\overline{E}_{\gamma}.X_{\gamma}(x) \quad ; \quad (Gy/\sec) \qquad (١٢,١١)$$

حيث إن :

$4.58x10^{-3}$: ثابت تحويل الطاقة الممتصة.

$\overline{E_\gamma}$: متوسط طاقة أشعة جاما لكل تفكك (MeV/dis).

$X_\gamma(x)$: تركيز النظائر التي تصد أشعة جاما (Ci/m^3).

يمكن كذلك استنتاج معدل الجرعة المكافئة لكامل الجسم على النحو الآتي :

$$\dot{H}_\gamma^{tissue}(x) = 4.58\times10^{-3}.\overline{E}_\gamma.X_\gamma(x).(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{tissue}/(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{air} \quad (١٢,١٢)$$

$$\approx 4.58\times10^{-3}.\overline{E}_\gamma.X_\gamma(x) \quad ; \quad (Gy/sec)$$

يجب تصحيح معدل الجرعة المكافئة هذا ؛ لأن الشخص الذي على سطح الأرض لا يتعرض في الواقع إلا لنصف (2π) تدفق أشعة جاما من السحابة الإشعاعية. أما بالنسبة لأشعة بيتا فلا داعي للتصحيح ؛ لأن مدى اختراقها للمادة صغير. وهكذا يصبح معدل الجرعة المكافئة لكامل الجسم الناتج عن التعرض الخارجي لأشعة جاما على النحو الآتي :

$$\dot{H}_\gamma^{tissue}(x) = 2.29\times10^{-3}.\overline{E}_\gamma.X_\gamma(x) \quad ; Sv/scc \quad (١٢,١٣)$$

تُحسب الجرعة الممتصة لكامل الجسم بضرب معدل الجرعة في زمن التعرض للسحابة الإشعاعية ، وتُستعمل هذه الجرعة لتقدير الضرر العاجل (العلل والأعراض المرضية الأولية خلال السنة الأولى) والضرر الآجل (السرطان - والأمراض الجينية في النسل ، التي تظهر بين فترة تتراوح بين عشر وأربعين سنة).

(١٢,٤,٢,٣) تقدير الجرعة المكافئة الداخلية (التنفس)

تُحسب الجرعة الممتصة الأولية للأعضاء الحساسة مثل الغدة الدرقية عند تعرضها للأيودين المشع في السحابة أو العظام عند تعرضها للسترونسيوم وفق المعادلة الآتية :

$$\dot{D}_{org} = 5.92\times10^{3}\,\frac{\overline{E}}{M}.F.B.X(x) \quad ;\ Gy/\sec$$

(١٢,١٤)

$$D_{org} = \dot{D}_{org}.\left[\frac{1-\exp(\lambda_e t)}{\lambda_e}\right] \quad ;\ Gy$$

حيث إن:

M: وزن العضو الحساس، (كيلوغرام).

$\overline{E}$: متوسط الطاقة الصادرة لكل تفكك (MeV/dis).

$\lambda_e = {}_b\lambda_r + \lambda$ ثابت التفكك. علماً أن λ_r تمثل ثابت تفكك النظير المشع. وλ_b تمثل ثابت تفكك التخلص البيولوجي للعضو من النظائر المشعة.

F: نسبة كمية النظير المشع الممتصة بالعضو الحساس.

B: معدل التنفس ($B = 2.31x10^{-4}$ m/sec).

X(x): تركيز النظير المشع في الهواء ($Curie/m^3$).

t: زمن التعرض. (sec).

يعتمد حساب الجرعة المكافئة للعضو الناتجة عن تنفس المواد المشعة عن الجرعة الممتصة والعامل الوزني للإشعاع W_R أو ما كان يسمى سابقاً عامل النوعية Q. وهكذا تصبح معادلة معدل الجرعة المكافئة الداخلية على النحو الآتي:

(١٢,١٥)

$$\dot{H}_{org} = \dot{D}_{org}\,W_R \quad ;\ Sv/\sec$$

حيث إن:

W_R: عامل الوزن الإشعاعي، الذي يساوي واحداً بالنسبة للفتونات (X وγ) وأشعة بيتا β أيضاً.

(١٢,٤,٢,٤) تقدير الجرعة المكافئة الداخلية (الابتلاع)

يُقدر معدل الجرعة الممتصة الأولية للأعضاء الحساسة نتيجة أكل أو شرب (ابتلاع) مواد ملوثة بالإشعاعات وفق المعادة الآتية:

$$\dot{D}_{org} = 5.92\times10^{-3}\ \frac{\overline{E}}{M}.F.B.C(t_0) \qquad ;\ Gy/\sec$$

$$D_{org} = \dot{D}_{org}.\left[\frac{1-\exp(\lambda_e t)}{\lambda_e}\right] \quad ;\ Gy \qquad (١٢,١٦)$$

حيث إن :

$5.92x10^{-3}$: ثابت تحويل الطاقة الممتصة.

$\overline{E}$: متوسط الطاقة الصادرة لكل تفكك (MeV/dis).

$C(t_0)$: كمية الإشعاع في العضو عند الزمن .t ، (μCi).

F : نسبة كمية النظير المشع الممتصة بالعضو الحساس.

M : وزن العضو الحساس (كيلوغرام).

t : زمن التعرض. (sec).

أما معدل الجرعة المكافئة للعضو الحساس الناتجة عن ابتلاع مواد ملوثة إشعاعياً، فتُحسب وفق المعادلة العامة (١٢,١٥) أيضاً.

(١٢,٤,٣) تدابير السلامة أثناء الحوادث النووية

تُصدر المنظمة الدولية للطاقة الذرية من حين إلى آخر كتيبات السلامة المعيارية التي تحتوي على توصيات السلامة للمنشآت النووية. وتوجد في هذه السلسلة من الكتيبات توصيات وجيهة تخص تدابير السلامة والإجراءات التي يجب اتباعها أثناء الطوارئ للحد من تعرض العاملين والجمهور والبيئة إلى تسرب إشعاعات أثناء الحوادث النووية المحتملة وتخفيفها. واتفق على تعريف (سلم) للحوادث النووية حسب خطورتها، وقُسم هذا (السلم) إلى ثمانية مستويات كما يلي :

أولاً : المستوى السابع : أسوأ حادث نووي أو (كارثة).

ثانياً : المستوى السادس : حادث نووي جدي (تسرب إشعاعي خارجي) يستدعي تطبيق حالة الطوارئ في المنطقة.

ثالثاً: المستوى الخامس: حادث تسرب إشعاعي محدود إلى خارج مبنى المحطة.

رابعاً: المستوى الرابع: حادث تسرب إشعاعي داخل مبنى المحطة.

خامساً: المستوى الثالث: حادث نووي جدي، تسرب إشعاعات قليلة لا تفوق المستوى المسموح به.

سادساً: المستوى الثاني: حادث نووي، تسرب بسيط للإشعاعات داخل مبنى المحطة وتعرض له العاملين فقط.

سابعاً: المستوى الأول: مرحلة ما قبل الحدث، تشغيل المحطة فوق طاقتها (ربما يسبب حادثاً نووياً).

ثامناً: مستوى الصفر: مرحلة التشغيل العادي، دون إجراءات خاصة.

سنُعطي الآن فكرة عن أهم التوصيات الخاصة بتدابير السلامة إثر الحوادث النووية المحتملة ذات المستويات العالية (٥، ٦، ٧) والأقل احتمالاً أيضاً. وتحتوي خطة الطوارئ المعيارية إلى تقسيم منطقة المنشآت النووية مثل محطات القدرة النووية (المفاعلات) ومحطات تكرير الوقود المستعمل ومحطات تصنيع الوقود إلى منطقتين: تمتد المنطقة الأولى إلى أطرف دائرة نصف قطرها خمسة عشر كيلومتراً حول المحطة، أما الثانية فيمتد قطرها حوالي خمسة وسبعين كيلومتراً. ويُفضل أن تكون كثافة السكان في المنطقة الأولى صغيرة، بحيث يسهل إخلاؤهم عند الحاجة؛ وذلك لأنه كلما قرب سكان هذه المنطقة من المحطة زاد احتمال تعرضهم لسحابة التسرب الإشعاعي خاصة إذا كان موقعهم في اتجاه الريح عن طريق التنفس باستنشاق الغازات والغبار المشع. أما المنطقة الثانية فهي تتعرض في أسوأ الأحوال إلى التلوث الإشعاعي فقط، مما يستدعي الحظر على استهلاك الماء والمواد الغذائية المنتجة فيها؛ ولهذا فإن أكثر إجراءات الطوارئ تركز على المنطقة الأولى، وذلك بإبلاغ السلطات المعنية بكل الحوادث النووية وتطوراتها لكي تتمكن من أخذ القرارات اللازمة لتطبيق خطة الطوارئ المعدة

مسبقاً لكل حالة. وهكذا تتولى السلطات إعطاء التعليمات المناسبة للسكان سواء بالبقاء في المنازل أو المخابئ فترة مرور سحابة التسرب الإشعاعي، وتناول أقراص بوتاسيوم الأيودين أو إخلاء المنطقة إذا استدعى الأمر ذلك. ونذكر أن تناول هذه الأقراص لا يحمي من الإشعاعات بل يمنع تشبع الغدة الدرقية بالأيودين. ومن الإجراءات الوقائية عادةً تبليغ سكان المنطقة الأولى بخطة الطوارئ مسبقاً وتدريبهم عليها أحياناً لكي يتعرف كل شخص إلى ما يجب القيام به أثناء مرحلة الطوارئ.
وتهدف خطة الطوارئ إلى ما يلي:

أولاً: حماية الجمهور من التعرض إلى جرعات إشعاعية تفوق الجرعات الإشعاعية المسموح بها.

ثانياً: الحد من الجرعة الممتصة وتخفيف الأضرار الإشعاعية للحوادث النووية.

ثالثاً: الالتزام بمبادئ ترجيح النفع عن الضرر أثناء تطبيق حالة الطوارئ.

(١٢,٥) الحوادث النووية

مُنذ بداية عصر الذرة في أربعينات القرن الماضي تعرضت عدة منشآت نووية إلى حوادث متفاوتة المستوى من أبسط الحوادث الإشعاعية إلى ما هو كارثي، مثل حادث مفاعل شرنوبل. وعلى الرغم من ذلك لا يزال هذا النشاط النووي قليل الضحايا مقارنةً بالصناعات الكيميائية أو النقل. ولقد أردنا في هذا الفصل - للعبرة - ذكر أربعة حوادث مهمة تركت بصماتها في مجال الطاقة النووية.

(١٢,٥,١) حادث محطة تصنيع الوقود

لقد حلت سنة ١٩٩٩م حادثة الكتلة الحرجة في محطة "توكامورا" باليابان أثناء تصنيع الوقود؛ وذلك نتيجة خطأ عاملينِ اثنينِ من الفنيين، بإضافتهما لكمية كبيرة من محلول يورانيل النيترات العالي الخصوبة إلى وعاء الترسيب، الذي يحتوي أصلاً على

كمية من هذا المحلول. وأدت هذه العملية إلى الوصول إلى الكتلة الحرجة واندلاع التفاعل المتسلسل الذي أصدر كميات كبيرة من النيوترونات وأشعة جاما. وتعرض حينذاك العاملان بالإضافة إلى عامل ثالث بالقرب من غرفة العمليات إلى جرعات إشعاعية عالية جداً. وتعرض أيضاً عُمال المحطة (حوالي ٣٠٠ شخص) إلى جرعات إشعاعية تفوق المستوى المسموح به، وكذالك الحال بالنسبة لسكان المباني المجاورة في دائرة مساحتها ٣٥٠ متراً حول المحطة. أما سكان المنطقة المجاورة للمحطة في دائرة مساحتها خمسة عشر كيلومتر، فقد طُلب منهم البقاء داخل المنازل لمدة يوم لكي يتسنى للقائمين بتشغيل المحطة إيقاف حادث الكتلة الحرجة هذا. وبعد فترة قصيرة تسبب هذا الحادث في موت العاملين على الرغم من العناية المركزة لهما بسبب الجرعات العالية (ما بين ٣,٨ إلى ٢٤ قراي) التي حصلا عليها أثناء هذا الحادث.

(١٢,٥,٢) حادث محطة تكرير الوقود

اُكتشف خلال شهر أبريل سنة ٢٠٠٥م في محطة تكرير الوقود "صلافيلد- ثورب" الإنجليزية تسرب إشعاعي شديد نتج عن تسرب كمية كبيرة من سائل حامض النيتريك، الذي يحتوي على اليورانيوم والبلوتونيوم المذاب نتيجة كسر في أحد أنابيب خزان التكرير. ولم يُكتشف هذا التسرب إلا بعد شهور عندما تبين فقدان كمية كبيرة من بين الكميات الداخلة والكميات الخارجة أثناء عملية التكرير. وعلى الرغم من أن اكتشاف هذا التسرب أدى إلى إيقاف المحطة لبعض الوقت، إلا أنه لم يسبب ضرراً إشعاعياً للعاملين في المحطة ولا للجمهور؛ وذلك لأن السائل لم يتسرب إلى الخارج بل تسرب إلى خزان النفايات المدفون في الأرض والمصنع من الحديد غير القابل للصدأ داخل خزان من الأسمنت. ولقد صُنف هذا الحادث بالمستوى الثالث في سلم الحوادث النووية، وتبين أن هذا الحادث ناتج عن إهمال أبسط إجراءات السلامة، وأساسيات المراقبة، والصيانة الدورية للمعدات.

(١٢,٥,٣) حادث مفاعل ثري مايل إيلاند (أمريكا)

يُعدُّ حادث مفاعل مايل إيلاند بولاية بنسلفانيا بأمريكا أسوأ حادث محطة نووية بأمريكا، حيث صُنف هذا الحادث بالمستوى الخامس. وتحتوي هذه المحطة على مفاعلين للماء المضغوط (PWR) من أكثر المفاعلات استخداماً في العالم. ولقد أدت سلسلة من الأعطال البسيطة والأخطاء في اتخاذ القرار غير المناسب إلى حادث امتصاص الحرارة في البداية الذي تطور إلى حادث فقدان تدفق سائل التبريد ثم ذوبان جزئي لقلب المفاعل الثاني (TMI-2) يوم ٢٥ مارس سنة ١٩٧٩م.

(١٢,٥,٣,١) حادث فقدان امتصاص الحرارة

بدأ حادث امتصاص الحرارة عند توقف مضخة ماء تغذية حلقة التبريد الثانية بين المكثف والمبادل الحراري، الأمر الذي خفض مستوى التبريد في أقل من ثانية، بسبب عطل في أحد خطوط تنظيف الماء من الأملاح والشوائب المعدنية. وأدى انخفاض تدفق الماء من هذه الحلقة إلى انخفاض امتصاص الحرارة في المبادل الحراري وارتفاع درجة الحرارة والضغط في حلقة التبريد الأولى. وعندما وصل الضغط القيمة القصوى المسموح بها (15.55 MPa) في المبادل الحراري، فُتح صمام الأمان أوتوماتيكياً بعد ثماني ثوانٍ من بداية الحادث، ثم تولى نظام التحكم إدخال قضبان التحكم لإخماد المفاعل بسبب الضغط العالي في دائرة التبريد الأولى.

(١٢,٥,٣,٢) حادث فقدان تدفق سائل التبريد

يحتاج قلب المفاعل للتبريد بعد إخماده؛ لأنه لا يزال ينتج حوالي سبعة بالمائة من قدرته الأصلية نتيجة تفكك المواد المشعة للوقود، إلا أن هذه العملية لم تتم كما ينبغي. وبعد حوالي ١٣ ثانية من إخماد المفاعل نزل الضغط إلى المستوى المطلوب (15.21 MPa)، لكن صمام الأمان لم يقفل، وتواصل تدفق ماء تبريد الحلقة الأولى خارج قلب المفاعل بدون علم طاقم الفنيين في غرفة التحكم. وهكذا تطور حادث

امتصاص الحرارة الأول إلى حادث فقدان تدفق سائل تبريد الحلقة الأولى. وعلى الرغم من أن نظام التبريد الاحتياطي اشتغل عند توقف مضخة ماء التغذية من البداية، إلا أن الماء لم يصل بالقدر الكافي للمبادل الحراري بسبب خطاء سابق عن الحادث، وهو قفل صمامين من صمامات دخول سائل التبريد الاحتياطي. ومما زاد الأمر تعقيداً أن هذا الأمر لم يكتشف إلا بعد ثماني دقائق من بداية الحادث وعند ذلك تم فتحهما. وبالإضافة إلى هذا تواصل تسرب ماء الحلقة الأولى عن طريق صمام أمان المبادل الحراري الذي لم يقفل في الوقت المناسب مما سبب تكوين أماكن فراغ (بخار) داخل حلقة التبريد الأولى وارتفاع مستوى سائل التبريد في المفاعل الحراري. وعندما وصل السائل إلى المستوى المطلوب تدخل فني التشغيل لإيقاف نظام التبريد الاحتياطي ظناً منه أن قلب المفاعل مغمور بسائل التبريد، إلا أنه في الواقع أصبح الجزء العلوي منه عكس ذلك. وهكذا بدأت درجة حرارة غلاف الوقود ترتفع بسرعة وتفاعل البخار مع الزيركينيوم مسبباً تكوين غاز الهيدروجين وتسرب المواد المشعة من الوقود الذي بدأ في الذوبان وارتفاع مستوى الإشعاع داخل مبنى المفاعل بسبب فيضان ماء تبريد الحلقة الأولى. وعند ذلك اُكتشف أن صمام أمان المبادل الحراري لم يغلق (١٤٢دقيقة بعد بداية الحادث) وتسرب كمية كبيرة جداً من سائل تبريد الحلقة الأولى. وتواصلت بعد ذلك جهود طاقم الفنيين والمهندسين في تشغيل مضخات الحلقة الأولى وتبريد قلب المفاعل وكُللت جهودهم في آخر المطاف بالنجاح والمحافظة على سلامة قلب المفاعل. وبعد ثلاث ساعات من بداية الحادث أدى تزايد ضغط البخار وغاز الهيدروجين في مبنى المفاعل إلى إعلان حالة الطوارئ خشية انفجار قبة المبنى وتسرب كمية كبيرة من الغازات والمواد المشعة إلى الخارج، إلا أن هذا لم يحصل بفضل الله ثم سماكة الحاجز البيولوجي، وأُبعد الخطر نهائياً بعد خمسة أيام من بداية الحادث، التي تواصلت فيها الجهود لخفض ضغط المبنى تدريجياً وسحب غاز الهيدروجين ثم قفل المحطة نهائياً.

(١٢,٥,٣,٣) نتائج الحادث

قُدرت كمية الإشعاعات التي تسربت خلال هذا الحادث بأقل من واحد في المائة مما يحتويه المفاعل من مواد مشعة. ولم يحصل أي ضرر إشعاعي ملحوظ لا للعاملين في المحطة ولا للجمهور حولها، بحكم أن مستوى الإشعاع داخل دائرة خمسة عشر كيلومتراً لم يتجاوز ثمانين ملي رام. ولم يتعرض أي شخص إلى جرعة تفوق مائة ملي رام، أي ما يعادل جرعة صورة أشعة الصدر خلال الفحص الطبي.

كانت التكاليف المادية لهذا الحادث ضخمة بسبب إتلاف المفاعل وإيقافه نهائياً وتطهير المبنى الذي تواصل سنوات عديدة بعد الحادث. كذلك كان لهذا الحادث أثر نفسي كبير في إنتاج الطاقة النووية في العالم مما أدى بالولايات المتحدة الأمريكية لإيقاف برنامج بناء المفاعلات النووية حتى اليوم وتباطؤ هذه الصناعة في الدول الأخرى.

(١٢,٥,٤) حادث شرنوبل (أكرانيا – روسيا سابقا)

يُعدُّ حادث مفاعل شرنوبل بأكرانيا في الاتحاد السوفيتي سابقاً سنة ١٩٨٦م أسوأ حادث محطة نووية على الإطلاق في العالم، حيث صُنِّفَ بالمستوى السابع (كارثة نووية). وتحتوي هذه المحطة على أربعة مفاعلات من أكبر المفاعلات النووية الروسية (RBMK)، التي تصل قدرتها الكهربائية إلى ألف ميقا وات (1000 MWE). ويتميز قلب هذا النوع من المفاعلات بالشكل الأسطواني الكبير ($\Phi = 7\,m$, $\Phi = 12\,m$) المكون من قوالب الجرافيت التي تتخللها قنوات ماء التبريد ومجموعات قضبان الوقود المخصب (٢-٣٪). وتعمل قوالب الجرافيت في هذا النوع من المفاعلات على تهدئة النيوترونات، أما الماء المغلي جزئياً، فوظيفته تبريد المفاعل وتهدئة النيوترونات. وأهم عيب لهذا النوع من المفاعلات هو أن معامل الفراغ (البخار) للفاعلية موجب، بمعنى أن ارتفاع درجة حرارة المبرد يؤدي إلى تكوين فراغات (جيوب فقاعات البخار) داخل قلب المفاعل، مما

يسبب امتصاصاً أقل للنيوترونات (فاعلية موجبة)، وارتفاعاً سريعاً في قدرة المفاعل يصعُب التحكم في رحلتها إذا لم تُؤخذ التدابير اللازمة بسرعة فائقة لسلامة المحطة.

(١٢,٥,٤,١) أهم خطوات الحادث

تقرر قبل الإيقاف الدوري للمفاعل الرابع بمحطة شرنوبل القيام بتجربة تهدف لتحسين السلامة، وذلك لمعرفة إمكانية استعمال القدرة الكهربائية المتبقية في زخم التربين لتشغيل محطة تبريد المفاعل في الثواني الأولى عند إيقافه فجأة؛ وذلك لأن المولدات الكهربائية لتشغيل نظام التبريد الاحتياطي تشتغل بالديزل، وتحتاج لعدة ثوانٍ لتزويد نظام التبريد الاحتياطي بالقدرة اللازمة عند توقف المفاعل. وكان من المقرر إجراء هذه التجربة بعد تخفيض تدريجي لقدرة المفاعل حتى الثلث تقريباً. وبدأت فعلاً هذه العملية يوم ٢٥ أبريل، واتضح أثناء هذه العملية أن قدرة المفاعل انخفضت إلى مستوى متدنٍ جداً (30 MWE) نتيجة قمة تسمم المفاعل بالزينون ^{135}Xe وعدم الالتزام بالتدريج الكافي في تخفيض قدرة المفاعل. حينذاك اُتخذ القرار برفع قدرة المفاعل عن طريق سحب مجموعة قضبان التحكم (فوق المستوى المعتاد) بدون مراعاة إجراءات السلامة. وعلى الرغم من هذا التدخل، فإن قدرة المفاعل وصلت فقط إلى 200 Mwe أي أقل من الثلث المطلوب لبدء التجربة. وعند الساعة ٠٥ : ١ شُغَلت المضخة التي كان من المفترض تشغيلها، مما أدى إلى زيادة تدفق سائل التبريد أكثر من اللازم وخفض قدرة المفاعل من جديد، وعولجت بسحب يدوي لمجموعة أخرى من قضبان التحكم. هذه التدخلات الخاطئة بسبب عدم فهم ما يحصل وتعويض وظيفة قضبان التحكم بزيادة تدفق سائل التبريد وتسمم الزينون أدى بالمفاعل إلى حالة غير مستقرة.

عند الساعة ٢٣ : ١ بدأت التجربة المرتقبة بإيقاف التربينة وربطها بمضخة التبريد الاحتياطي، الأمر الذي أدى إلى خفض تدفق ماء التبريد، وقلة امتصاص النيوترونات، وزيادة فقاعات البخار في قلب المفاعل (ما يعادل إدخال فعالية موجبة).

وعند ذلك بدأت رحلة زيادة قدرة المفاعل بسرعة فائقة لتصل خلال ثوانٍ نبضات القدرة إلى أضعاف القدرة القصوى المصممة للمفاعل.

عند الساعة ٤٠ : ٢٣ : ١ شُغِّل نظام إخماد المفاعل لكن السرعة البطيئة لإدخال قضبان التحكم (١٨–٢٠ ثانية) لم تتمكن من إخماده بل زادت من طرد كمية سائل التبريد، الأمر الذي أدى إلى نبضة كبيرة من الطاقة تسببت في كسر بعض قضبان التحكم ومساراتها، مما ساهم في عدم دخولها تماماً في قلب المفاعل، وقفزت القدرة إلى ما يفوق عشرة أضعاف القدرة القصوى المصممة للمفاعل.

عند الساعة ٤٧ : ٢٣ : ١ بدأ ذوبان قضبان الوقود وزيادة سريعة في ضغط البخار مما سبب انفجاراً كبيراً أزاح القبة الخرسانية لمبنى المفاعل وأدى إلى صعود البخار والغازات المشعة في الجو. ومما زاد الأمر تعقيداً تفاعل أكسجين الهواء مع الجرافيت الذي وصل إلى درجة حرارة عالية جداً، مسبباً حرائق ساعدت على تسرب الغبار المشع وتكوين سحابة مرت على كثير من المناطق المجاورة للمحطة ودول غرب أوربا.

(١٢,٥,٤,٢) إدارة أزمة الحادث

أثبتت إدارة أزمة هذا الحادث أن نظام السلامة والإجراءات اللازمة لاحتواء الحوادث النووية في المعسكر الروسي السابق قاصر ودون المعايير العالمية. ودلَّ ارتكاب أخطاء فادحة من طرف طاقم الفنيين والمهندسين العاملين بالمحطة أثناء الحادث على قلة الخبرة والتدريب بالإضافة إلى التصميم غير السليم للمفاعل، مما تسبب أخيراً حدوث هذه الكارثة. لقد تجاهلوا مؤشرات مستوى الإشعاع، ولم يأخذوا بالتدابير اللازمة أثناء الحادث لحماية أنفسهم ورجال الإطفاء وسكان المنطقة. وعند اندلاع الحرائق دُعيت فرق الإطفاء لإخمادها دون ارتداء الملابس الواقية من الإشعاعات، ولم يتمكن رجال الإطفاء من السيطرة على الحرائق إلا بعد حوالي خمس ساعات تعرضوا خلالها إلى جرعات كبيرة من الإشعاعات. وتواصلت الجهود لإخماد حريق قلب المفاعل بإسقاط كميات كبيرة من التربة على قلب المفاعل باستخدام المروحيات،

وتعرض هؤلاء العمال للإشعاعات. وكذلك الحال بالنسبة للعمال الذين أُستدعوا بعد ذلك لإزالة التلوث الإشعاعي وبناء الثبوت الأسمنتي للمفاعل. أما إخلاء السكان، فلم يتم إلا بعد مرور حوالي أربع وعشرين ساعة من بداية الحادث، مما ساهم في تعرضهم إلى جرعات تفوق بكثير الجرعات المسموح بها.

(١٢,٥,٤,٣) نتائج الحادث

تسبب حادث شرنوبل إلى تعرض ٢٣٧ شخصاً أكثرهم من عمال المحطة ورجال الإطفاء إلى جرعات عالية من الإشعاعات مما أدى إلى وفاة ٣١ منهم خلال الأشهر الثلاثة التي تلت الحادث. وتم إخلاء ما يقرب من المائة وخمس وثلاثين ألف نسمة من المناطق المجاورة للمحطة منهم خمسون ألف يمثلون جميع سكان المدينة المجاورة (بريبيات)، التي تبعد ١٨ كم عن المحطة. وقدرت الجرعة التي تعرض لها سكان المنطقة المجاورة مباشرة ما بين 0.25 Sv و 0.5 وحوالي 100 mSv داخل دائرة منطقة الثلاثين كم حول المنطقة.

تفاوتت الجرعة المقدرة في الدول المجاورة لأكرانيا فكانت حوالي 4 mGy في بولندا و1 mGy في بقية أروبا، ولم تسلم كل مناطق نصف الكرة الأرضية الشمالية من التلوث الإشعاعي، ولكنها كانت بمستويات أقل كلما ابتعدنا عن محطة شرنوبل. كما أدى هذا الحادث إلى تلوث التربة والماء حول المحطة إلى هجرة سكانها إلى مناطق أخرى، وأثبت بعض الدراسات تزايد سرطان الغدة الدرقية في المنطقة بحوالي ٢٢٪، أما نسبة أنواع السرطان الأخرى فهي متناقضة ومختلفة أحياناً من دراسة إلى أخرى.

لقد أُوقف المفاعل رقم ٢ لمحطة شرنوبل سنة ١٩٩١م بسبب بعض المشاكل الفنية، أما المفاعل رقم ١ فأوقف سنة ١٩٩٦م والمفاعل رقم ٣ سنة ٢٠٠٠م. وهكذا أُوقفت مفاعلات محطة شرنوبل نهائياً، إلا أن مشاكل المفاعل رقم ٤، الذي حصل فيه الحادث الخطير لم تنتهِ بعد بسبب حالة الثبوت الواقي الذي وضع على عجل، ويحتاج إلى صيانة دائمة وإعادة بناء مكلفة ومراقبة دائمة لسنوات عديدة. وتأمل دولة أوكرانيا

حالياً الحصول على مساعدات دولية للقيام بإعادة البناء اللازم تحت إشراف المنظمات الدولية المتخصصة.

(١٢,٥,٥) حادث محطة فوكوشيما النووية اليابانية

ضرب زلزال كبير شرق ساحل اليابان يوم الجمعة ١١ مارس (أذار) ٢٠١١م على الساعة ٤٦ : ٠٢ وصلت قوته إلى ٩,٠ درجات على مقياس ريشتر، مما أدى إلى اندلاع تسونامي بارتفاع حوالي ١٥ مترا عند الشاطئ، الأمر الذي سبب أضرارا كبيرة في المنطقة. وكان مركز الزلزال على بعد ١٣٠ كيلومترا قبالة ساحل مدينة سنداي في ولاية مياجي على شرقي جزيرة هونشو(الجزء الرئيس من اليابان). غمرت مياه التسونامي حوالي ٥٦٠ كيلومترا مربعا، وأسفرت عن تدمير جل المتلكات ووفاة أكثر من ٢٥٠٠٠ شخصا..

كانت تعمل في المنطقة حينذاك أحد عشر مفاعلا موزعة في أربعة محطات للطاقة النووية، وعند وقوع الزلزال توقفت جميعها تلقائيا. أما محطة فوكوشيما النووية فكانت الأكثر تعرضا لدمار التسونامي الذي حطم معظم أجزاء نظام التبريد. تحتوي هذه المحطة على ٦ وحدات، ثلاثة منها ٤-٦ لم تكن تعمل في ذلك الوقت لأعمال الصيانة العادية. تجدر الإشارة إلى أن مفاعلات محطة فوكوشيما هي من نوع مفاعلات الماء المغلي (BWR) صممتها شركة جنرال الكتريك (GE) في سبعينات القرن الماضي وتصنيع الشركات اليبانية توشيبا وهيتاشي. وبدأ التشغيل التجاري للمفاعلات ١-٣ على امتداد سنوات ١٩٨١-١٩٨٦م. أما قدرات المفاعلات فهي تساوي ٤٦٠ ميغاواط للوحدة ١، و٧٨٤ ميغاواط لوحدات ٢-٥، و١١٠٠ ميغاواط للوحدة السادسة، ٦.

يبدو أن المفاعلات ١-٣ التي كانت تشتغل أثناء الزلزال لم تتضرر بل توقفت تلقائيا عند حدوث تسارع أرضي من جراء الزلزال فاق مستوى التصميم. لكن تسبب هذا الزلزال في فقدان مصادر إمدادات الطاقة الكهرابية الستة الخارجية، الأمر الذي

أدى إلى تشغيل مولدات الديزل للطوارئ التي تقع في الطوابق السفلية من مباني التوربينات. كانت عملية التبريد الطارئة للمفاعلات تسير كما هو مصمم لها، حيث يتم تبريد بخار الدائرة الرئيسية بتجاوز التوربينات والمرور بالمكثفات لإزالة الحرارة المتولدة (حوالي ٣٪ من الطاقة الأولية) الناتجة عن تفكك المواد المشعة في داخل المفاعل بعد توقفه عن الشغل. لكن بوادر الكارثة بدأت بعد حوالي ساعة عندما ضرب التسونامي المحطة وحطم معظم أجزاء أنظمة التبريد الرئيسة والمساعدة.

(١٢,٥,٥,١) الساعات الأولى لحادث محطة فوكوشيما

أولاً: الساعة ٢:٤٦ عصرا: حدث زلزال كبير بقوة ٩,٠ درجات على مقياس ريشتر شرق ساحل اليابان يوم الجمعة ١١ مارس (أذار) ٢٠١١ مما أدى إلى توقف تلقائي لجميع المفاعلات النووية في المنطقة.

ثانياً: الساعة ٣:٢٧ (بعد٤١ دقيقة): ضربت موجة التسونامي الأولى الحاجز الواقي للمحطة المصمم لصد موجات تسونامي بارتفاع ستة أمتار، وتلتها لاحقا بعد ثماني دقائق موجة ثانية كل منها أكبر ارتفاعا من الحاجز. غمرت هذه الموجات ودمرت مضخات مياه البحر في دوائر التبريد الرئيسة والمساعدة وأغرقت أيضا مولدات الديزل وغمرت المحركات الكهربائية، وكليهما يقع في الطوابق السفلية من مباني التوربينات. وحطمت موجات التسونامي أيضا العديد من الهياكل ومضخات مياه البحر، والخزانات داخل مباني التوربينات وعطلت جميع مولدات الديزل، والمحركات الكهربائية ماعدا واحدة. أما خارج المحطة فقد تسببت موجات التسونامي في قطع جميع الطرق المؤدية للمحطة، حيث أصبح من الصعب الوصول إليها.

ثالثاً: الساعة ٦:٠٠: انخفاض منسوب المياه في المفاعل ١ حيث وصل إلى أعلى قضبان الوقود، وبدأت درجة الحرارة في الارتفاع بسبب الأعطال في نظام تبريد حالات الطوارئ. وبعد ساعة واحدة ونصف أصبح الوقود غير مغمور تماما بالماء الذي تبخر معظمه. وهكذا بدأ انصهار الجزء الأوسط من الوقود تدريجيا لعدم كفاءة نظام التبريد.

رابعاً: الساعة ٠٣ : ٧ مساء: أُعلنت حالة الطوارئ النووية في المنطقة المجاورة وأصدرت ولاية مياجي في محافظة فوكوشيما أمر إجلاء السكان إلى حدود ٢ كم من المحطة في الساعة ٥٠ : ٨. ومددت منطقة الإجلاء إلى ٣ كم عند الساعة ٢٣ : ٩، ثم إلى ١٠ كلم عند الساعة ٤٤ : ٥ يوم السبت ١٢ مارس (أذار). وعند ٢٥ : ٦ من مساء يوم السبت مددت السلطات من جديد منطقة الإجلاء إلى ٢٠ كيلومترا.

توقف نظام التبريد في مفاعلات فوكوشيما ١-٣ بسبب موجات التسونامي التي دمرت الجزء الرئيسي من نظام تبريد الحالات الطارئة الأمر الذي وضع هذه المفاعلات في حالة خطرة. كذلك بدأت مخاوف عن مخازن الوقود المستهلك في أعلى الوحدة ٤ التي بدأ مستوى ماء التبريد فيها ينخفض تدريجيا بسبب فقدان التيار الكهربائي. وأدى انصهار وقود المفاعلات ١-٣ في الأيام الثلاثة الأولى إلى إنتاج الهيدروجين، وتزايد الضغط في مباني هذه المفاعلات الأمر الذي أدى إلى انفجار السقف العلوي للمفاعل١ و٣. وصُنف هذا الحادث مؤقتا بمستوى ٥ ثم بعد ذلك بالمستوى٧ وهو أعلى مستوى على مقياس الحوادث النووية، وذلك بسبب التسرب الإشعاعي الكبير الذي حصل في الأيام القليلة الأولى. لكن بعد أسبوعين كانت المفاعلات الثلاثة (وحدات ١-٣) مستقرة نتيجة التدخل النشط للحد من التلوث الإشعاعي، رغم عدم التمكن من إعادة نظام تبريد الطوارئ تماما لإزالة حرارة التفكك الإشعاعي.

(١٢,٥,٥,٢) الأيام الأولى لحادث محطة فوكوشيما

أولاً: المفاعل الأول: يُعتقد بصورة مؤقتة الآن، أن منسوب المياه انخفض إلى أعلى الوقود بعد حوالي ثلاث ساعات (الساعة ٦) من إخماد المفاعل، ثم بعد ساعة ونصف أصبح الوقود غير مغمور بالماء بسبب تعطل نظام التبريد. وعند ذلك بدأ ارتفاع درجة حرارة الوقود إلى درجة ذوبانه حوالي ٢٨٠٠ درجة مئوية، وبعد ١٦ ساعة (يوم السبت الساعة ٠٠ : ٧) أنصهر أكثر الوقود وسقطت الكتل المنصهرة في مياه الجزء السفلي من مبنى المفاعل. وأدى انصهار الوقود إلى تضاعف الضغط داخل هياكل

الاحتواء في وقت مبكر يوم السبت الأمر الذي استدعى التنفيس لخفض الضغط. ورغم ذلك حدث انفجار في طابق الخدمة يوم السبت على الساعة ٣:٣٦ مما أدى إلى نسف السقف العلوي لمبنى المفاعل ١. وبعد ذلك، أصبح من الضروري حقن مياه البحر في أوعية ضغط المفاعل باستخدام مضخات خارجية في الساعة ٨:٢٠ من نفس اليوم لتخفيض الضغط وتبريد المفاعل.

ثانياً: المفاعل الثاني: تعطل نظام التبريد الأساسي لحالات الطوارئ يوم الجمعة على الساعة ٤:٣٦ وتُشير التحاليل الأولية إلى أن تسرب الماء من وعاء الضغط العالي للمفاعل حصل في حوالي منتصف يوم السبت أي بعد ٢١ ساعة من وقوع الزلزال. واشتغل نظام تبريد عزل بخار قلب المفاعل حتى صباح يوم الاثنين ١٤ مارس (أذار)، ثم تعطل وانخفض بعد ذلك مستوى المياه بسرعة ليصبح الوقود غير مغمور وبدأ انصهار الوقود عند حوالي الساعة ٨ مساء. والمفهوم وقتيا الآن، أن الكثير من الوقود المنصهر سقط في المياه السفلية لمبنى المفاعل الأمر الذي أوجب تنفيس الضغط يوم ١٣ ويوم ١٥ وكذلك فتح لوحة التنفيس في أعلى المبنى لتجنب تكرار انفجار الهيدروجين، كما حصل للمفاعل ١. ومن المتوقع أن الانخفاض المفاجئ الذي حصل مبكرا يوم الثلاثاء ١٥ في الغرفة السفلية للمفاعل ناتج عن انفجار للهيدروجين هناك، الأمر الذي تسبب أيضا في تسرب كبير للمواد المشعة.

ثالثاً: المفاعل الثالث: فشل نظام التبريد العازل لقلب المفاعل في الساعة ١١ من صباح يوم السبت، وتم تخفيض الضغط بالتنفيس في وقت متأخر من ذلك اليوم. وبعد ذلك تعطل حقن المياه باستخدام نظام تبريد حالات الطوارئ على الساعة ٥,١٠ من يوم الأحد وحينذاك بدأ انخفاض منسوب المياه في قلب المفاعل وظهرت بوادر انصهار الوقود عند الساعة ٩ صباحاً مما أوجب تكرير عملية التنفيس من جديد. والمفهوم وقتيا الآن، أن جل الوقود ذاب في صباح يوم الأحد وسقطت الكتل المنصهرة في مياه الجزء السفلي من وعاء الضغط للمفاعل. وتكررت عملية التنفيس يوم الاثنين على الساعة

٠٥:٢٠ صباحا، الأمر الذي نقل كل الغازات إلى الطابق العلوي من المبنى، وعلى الساعة ١١:٠١ وقع انفجار كبير للهيدروجين هناك نسف السقف وبعض الجدران وهدم الجزء العلوي من المبنى تماما. وترك هذا الانفجار الكثير من الحطام وانتشرت المواد المشعة بكثرة حول موقع المفاعل الثالث، أما مدى الضرر الذي حصل لوعاء ضغط المفاعل فيصعب تقويمه حاليا.

رابعاً: المفاعل الرابع: دُمر الجزء العلوي من المبنى، وألحق أيضا أضرارا في البنية الفوقية المجاورة لمبنى المفاعل الثالث. وبما أن المفاعل الرابع لم يكن يشتغل في تلك الفترة فإن جل متاعب هذه الوحدة كان ناتجا عن ارتفاع درجة حرارة مخازن الوقود المستهلك في أعلى المبنى، لكن يبدو أن الانفجار الذي حصل في هذه الوحدة كان ناتجا عن تسرب الهيدروجين إليها أثناء تنفيس ضغط المفاعل ٣ من خلال القناة المشتركة للوحدتين. وتسببت هذه الانفجارات في تسرب كميات كبيرة أيضا من الغزات والمواد المشعة ولا سيما اليود والسيزيوم.

خامساً: برك الوقود: يحتاج الوقود المستخدم إلى تبريد وحواجز مائية للحماية من الإشعاع تتمثل في برك عميقة يُخزن فيها الوقود المستهلك. وبعد نحو ثلاث سنوات تحت الماء، يمكن نقل الوقود إلى مكان التخزين الجاف وتبريده عن طريق التهوية بالحمل الحراري. يُنتج الوقود المستهلك كميات كبيرة من الحرارة يجب امتصاصها وتصريفها عن طريق دوائر التبادل الحراري الخارجية، وذلك بواسطة مضخات كهربائية للمحافظة على درجة حرارة منخفضة لماء البركة.

توجد برك وقود في أعلى كل مباني المفاعلات الستة لمحطة فوكوشيما، حيث يمكن تفريغ الوقود المستهلك وتحميل الوقود الجديد تحت الماء أثناء فتح وعاء الضغط للمفاعل ونقل الوقود دائما تحت الماء بطريقة آمنة. عند انقطاع التيار الكهربائي توقفت مضخات دوائر التبادل الحراري الخارجية، وحينذاك بدأت تظهر بعض المشاكل في أحواض برك الوقود المستهلك وخاصة التي توجد في أعلى مبنى المفاعل الرابع الذي تم

ملؤه منذ أشهر فقط. وبعد انفجار الهيدروجين في هذه الوحدة إندلع حريق وارتفع مستوى الإشعاع بالقرب من المبنى ليصل إلى حوالي ٤٠٠ ملي سيفرت / ساعة، ولم يتم اخماد الحريق إلا بعد ثلاث ساعات. لذا، كان التركيز من يوم الثلاثاء ١٥ مارس (أذار) على تجديد المياه في الأحواض لكل الوحدات، وذلك عن طريق ضخ مياه البحر بمضخات حريق كبيرة في البداية لكن من ٢٢ مارس (أذار) استعملت مضخات الإسمنت الطويلة التي تتميز بأكثر دقة لتوجيه المياه من خلال الجدران المتضررة من الطوابق العلوية لمباني المفاعلات.

سادساً: التسرب الإشعاعي: أفادت الوكالة الدولية للطاقة الذرية في ١٩ مارس (أذار) أن مستويات الإشعاع في الهواء ارتفعت إلى ثلاث مرات منذ وقوع الزلزال، لا سيما في وقت مبكر يوم ١٥ (٤٠٠ ملي سيفرت/ساعة بالقرب من الوحدة الثالثة). وانخفض بعد ذلك ليستقر منذ ١٦ مارس (أذار) عند مستويات أعلى من المستويات العادية، لكن ضمن النطاق الذي يسمح بمواصلة العمل في الموقع للسيطرة على الأحداث. وعلى سبيل المثال، فإن معدل الجرعة كان حوالي ١٢ ملي سيفرت/ساعة على حدود المحطة في وقت مبكر يوم ١٤، ثم ٣,٤ ملي سيفرت/ساعة في منتصف يوم ١٦، وانخفض إلى ٠,٦٥ ملي سيفرت/ساعة، بعد ١٣ ساعة في وقت لاحق في نفس النقطة. وفي وقت متأخر يوم ٢٤ مارس (أذار) كان حوالي ٠,٢ ملي سيفرت/ساعة عند البوابة الأمامية ، بعد أن كانت عشرة أضعاف هذا قبل بضعة أيام. وفي يوم١٧ أبريل أصبحت معدلات الجرعة في ثمانية نقاط للرصد تتراوح بين ٠,٠١ ملي سيفرت/ساعة عند الحدود الشمالية وحوالي ٠,١٩ ملي سيفرت/ساعة عند الحدود الجنوبة للمحطة.

(١٢,٥,٥,٣) ملخص الحادث بعد ثلاثة أشهر

انصهرت كميات كبيرة من وقود المفاعلات ١-٣ خلال الأيام الثلاثة الأولى للحادث رغم الجهود الكبيرة التي بذلت لاحتواء هذا الحادث النووي. ولقد بقيت كل

المواد المشعة داخل وعاء الضغط والغرف السفلية ما عدا بعض الغازات والغبار المشع الذي تسرب أثناء التنفيس اللازم للوحدات أو ما تسرب مع الماء من الوحدة الثانية حيث من الواضح أن وعاء الضغط هناك تضرر وأصبح احتواء المواد المشعة فيه مشكوكاً فيه. لا تزال عملية التبريد حتى الآن تعتمد على المصادر الخارجية، وذلك باستخدام المياه المعالجة الآن، في حين يستمر العمل لإنشاء نظام تبريد مستقر لإزالة الحرارة من المفاعلات المتضررة إلى مبادلات حرارية خارجية. لقد انخفضت درجات الحرارة في الجزء السفلي من أوعية الضغط للمفاعلات والحالة مستقرة الآن. وقد تمكنت فرق العمل من الوصول إلى جميع مباني المفاعلات الثلاثة، لكن لا تزال معدلات الجرعة الإشعاعية داخلها عالية ولا تسمح بالبقاء هناك طويلا. ويجري من حين إلى آخر ضخ النيتروجين في جميع أوعية احتواء المفاعلات المتضررة لتفادي انفجارات الهيدروجين.

(١٢,٥,٥,٤) ملخص الحادث بعد ستة أشهر

تجمعت كميات كبيرة من المياه الملوثة التي تراكمت في الموقع منذ الحادث لكنها في تناقص مُطرد منذ بداية معالجتها باستخدام المحطة الجديدة التي تم إنشاؤها في حزيران، واستخدام تلك المياه من جديد في دوائر التبريد. وعلى الرغم من أن الوحدة الأولى لمعالجة المياه الملوثة تعمل كما ينبغي، فقد تقرر زيادة وحدة جديدة في نهاية شهر تموز. لقد تسربت كميات من المواد المشعة للبحر لكن معظمها له مستوى إشعاعي منخفض لم يكن لها أي تأثير كبير مباشر خارج هياكل المحطة، وأصبح المستوى الإشعاعي خارج المحطة منذ أبريل (نيسان) دون المستوى المسموح به عادة. وبصرف النظر عن عملية التبريد المتواصلة، فالمهمة الأساسية الآن تتركز في احتواء تسرب المواد المشعة من مباني المفاعلات، ولا سيما الكميات الكبيرة من المياه الملوثة التي تسربت من الوحدات الثلاث، والآن في انتظار المعالجة. وتجدر الإشارة إلى عدم تسجيل أي حالة وفاة أو أمراض ناجمة عن الإشعاع نتيجة هذا الحادث النووي الخطير حتى الآن.

(١٢,٦) التصميم الهندسي لسلامة المحطات النووية

نشط التعاون الدولي بعد حادث شرنوبل فكونت جمعيات مثل الجمعية الدولية لمشغلي المحطات (WANO) سنة ١٩٨٩م، وكانت الموافقة الدولية على ميثاق السلامة النووية تحت إشراف الوكالة الدولية للطاقة الذرية (IAEA) سنة ١٩٩٢م. وتعمل هذه الهيئات الدولية على تضافر الجهود والتعاون لتحسين سلامة المحطات القائمة، وتبادل الخبرات، والعمل على تصميم أكثر سلامة لمفاعلات الأجيال القادمة. وتُشجع هذه الهيئات الدولية على التصاميم التي تتبنى مبدأ السلامة السلبية (الطبيعية التي تعتمد على القوانين الفيزيائية)، وكذلك على مبدأ السلامة الفعَّالة وأحدث التقنيات لتحسين سلامة المحطات النووية.

(١٢,٦,١) السلامة الفعَّالة

تعتمد السلامة الفعَّالة للمحطات النووية على النُظم الهندسية سواء كانت كهربائية أو ميكانيكية والمصممة للتحكم في العمليات، مثل نظام التبريد الاحتياطي لتفادي حوادث امتصاص الحرارة أو فقدان تدفق سائل التبريد. وكذلك ربط المحطة بأكثر من منطقة توزيع للكهرباء وتوفير مولدات احتياطية تشتغل بالديزل أتوماتيكياً عند انقطاع التيار الكهربائي عن المحطة لمنع توقف المعدات وأجهزة القياس في كل الأحوال. وفي هذا المجال تطورت ثقافة السلامة منذ عهد الجيل الأول للمفاعل فأضيفت حواجز متتالية يصل عددها أحياناً إلى خمسة لأحدث المفاعلات ابتداءً من غلاف الوقود وانتهاءً بالحاجز البيولوجي المتمثل في مبنى المفاعل المصنع من الإسمنت المسلح وبمواصفات عالية قادرة على تحمل الضغط العالي ومنع تسرب المواد المشعة عند الحوادث. ولقد أثبتت هذه التدابير جدواها أثناء حادث مفاعل ثري مايل أيلاند حيث صمد الحاجز البيولوجي ومنع تسرب المواد المشعة بكميات كبيرة إلى البيئة على الرغم من ذوبان جزئي لقلب المفاعل.

(١٢,٦,٢) السلامة السلبية (الطبيعية)

تُعرف سلامة المحطات النووية السلبية بالتصميمات الهندسية التي تعمل على الاستفادة القصوى من القوانين الفيزيائية لسلامة المفاعل، مثل قوانين الجاذبية، وتمدد المواد، والحمل الحراري، وامتصاص النيوترونات عند ارتفاع درجة قلب المفاعل بحيث يخمد المفاعل تلقائياً بدون تدخل آلي أو يدوي.

لقد صُمم مفاعل الجيل الثالث على أساس السلامة السلبية، ومنها الآن ما هو تجريبي وبعضها الأخر وصل مرحلة الإنشاء أو التشغيل في بعض الدول مثل فرنسا، وفنلندا، واليابان، وكوريا الجنوبية؛ ولهذا الغرض صمم وضع خزان كبير فوق قلب مفاعل الماء المضغوط والمغلي، يُفتح تلقائياً بدون حاجة لمضخات احتياطية تشتغل بالكهرباء بحيث يغمر سائل الخزان (الماء والبورون) قلب المفاعل عندما يرتفع الضغط أثناء حادث فقدان تدفق سائل التبريد. ويتواصل عند ذلك امتصاص حرارة المفاعل عن طريق الحمل الحراري الطبيعي؛ لأن تبخر الماء المنهمر يصعد من جديد فيتكثف في أعلى المبنى بالخزان ويعود من جديد لتبريد المفاعل وتتواصل هذه الدورة بطريقة طبيعية لسلامة المحطة.

لا تزال مفاعلات الجيل الثالث الحرارية الأخرى، مثل المفاعلات شديدة الحرارة (HTR) المبردة بغاز الهيليوم، أو المفاعلات المبردة بالمعادن الذائبة في مراحل التصميم والتجربة. ويكون الوقود في هذه المفاعلات على شكل كريات صغيرة الحجم، أو على شكل معدني مما يساعد على إيقاف التفاعل وإخماد المفاعل تلقائيا بمجرد ارتفاع شديد للحرارة بسبب تمدد الوقود. وكذلك الحال بالنسبة لمفاعلات النيوترونات السريعة المبردة بالصوديوم المستقبلية التي تشتغل تحت الضغط العادي بدون إجهاد المعدات، حيث يوضع قلب المفاعل داخل حوض كبير من الصوديوم. وأدت بعض التجارب الأولية على هذا النوع من المفاعلات إلى ارتفاع الحرارة المفرط

عند فقدان تدفق سائل التبريد، يؤدي إلى إيقاف المفاعل تلقائياً بسبب تمدد الوقود المعدني. أما تبريد المفاعل بعد إخماده فيكون عن طريق الصوديوم، الذي يتمتع بدرجة غليان عالية (٩٠٠°)، الأمر الذي يمكّنه من امتصاص كميات كبيرة من الحرارة دون الحاجة إلى إضافة كميات جديدة لحوض المفاعل. وبشكل عام، فإن التصميمات الهندسية للسلامة السلبية غير مكلفة وآمنة وستؤدي دوراً أساسياً في سلامة المحطات النووية المستقبلية في كل الدول النووية.

(١٢,٧) تمارين

١- اذكر أهم مبادئ السلامة في المحطات النووية.

٢- اشرح باختصار كيفية تحليل الحوادث النووية مسبقاً، مع ذكر أهم الحوادث المحتملة.

٣- كم مستوى لسلم الحوادث النووية، وما هو المستوى الذي يستدعي تطبيق خطة طوارئ معدة مسبقاً؟

٤- اذكر المبادئ الثلاثة التي ترتكز عليها خطة الطوارئ لمواجهة الحوادث النووية.

٥- اشرح باختصار أهم أسباب حوادث مفاعلي تري مايل أيلاند بأمريكا وشرنوبل بأوكرانيا - روسيا سابقاً.

٦- استناداً إلى نموذج انتشار النظائر المشعة وتشتتها، ثم أشكال معامل التشتت الأفقي والعمودي والأحوال الجوية B, A و C، علماً أن سرعة الرياح حوالي ū =1 m/sec أوجد ما يلي:

أ) ارسم منحنى تركيز المواد المشعة ابتداءً من ١٠٠ متر إلى ١٠ كم حول منطقة التسرب إذا كان ارتفاع المدخنة حوالي ٥٠ متراً.

ب) استنتجْ معادلة لحساب مكان أقصى تركيز للمواد المشعة؟

ج) احسبْ مكان أقصى تركيز للمواد المشعة عندما تكون الأحوال الجوية السائدة متوسطة الاضطراب (B).

٧- كمية غاز الزينون ^{135}X المتسربة سنوياً من مدخنة مفاعل نووي للماء المضغوط (PWR) تساوي $1.5x10^3$ Ci/year ، إذا كان ارتفاع المدخنة ١٠٠ متر والأحوال الجوية السائدة مستقرة (F) ومتوسط سرعة الرياح 1.5 m/sec تقريباً، علماً أن متوسط الطاقة الصادرة عن هذا الغاز هي $\bar{E}_\beta$= 0.146 MeV و$\bar{E}\gamma$= 0.03 MeV فأوجدْ ما يلي :

أ) تركيز هذا الغاز في نقطة تبعد ٥كم على المحطة.

ب) الجرعة المتصة خارجياً على مستوى سطح الأرض عند النقطة المحددة (تبعد ٥ كم على المحطة).

٨- كمية غاز الأيودين ^{131}I المتسربة من مدخنة طولها ٣٠ متراً لمفاعل نووي للماء المغلي (BWR) تساوي سنوياً 1.23 Ci/year . استنشاق هذا الغاز المشع يجعله يتركز خاصة في الغدة الدرقية (وزنها حوالي ٢٠ غراماً للشخص البالغ). فإذا افترضنا أن الأحوال الجوية السائدة مستقرة (E) ومتوسط سرعة الرياح تساوي 1.2 m/sec ، علماً أن :

F = 0.24 ويوم $T_{1/2}$ (h) = 138 ويوم $T_{1/2}$ 8.04 = فأوجدْ ما يلي :

أ) الجرعة الداخلية المكافئة التي يحصل عليها شخص يسكن على بعد ٢ كم من المحطة.

ب) الجرعة الداخلية المكافئة التي يحصل عليها هذا الشخص سنوياً.

٩- أثناء حادث لإحدى محطات القدرة النووية تسربت كميات من الغازات والمواد المشعة خارج مبنى المحطة. ووجد قياسياً بعد أسبوع من الحادث أن تركيز عنصر السيزيوم ^{137}Cs على سطح الأرض وعلى بعد نصف كم من المحطة يساوي 0.0001 Ci علماً أن :

$T_{1/2} = 30.0$ year , $E\gamma = 0.66$ MeV فاحسبْ ما يلي :

أ) معدل الجرعة الممتصة (msv/hr) على ارتفاع مستوى متر واحدٍ.

ب) معدل الجرعة الممتصة (msv/hr) في الموقع نفسه بعد خمس سنوات.

١٠- إثر حادث المحطة النووية شرنوبل تم قياس تركيز عنصر الأيودين I^{131} في حليب البقر في إحدى المناطق المجاورة نتيجة تلوث العشب فوجد أنه يساوي μ Ci $7.5x10^{-6}$. وإذا افترضنا أن متوسط استهلاك الحليب يومياً حوالي نصف ليتر للطفل، علماً أن متوسط وزن الغدة الدرقية للأطفال حوالي غرامين ومتوسط الطاقة الإشعاعية الممتصة تساوي $\bar{E} = 0.23$ و$T_{1/2} = 8.04$ day و$T_{1/2}$ (5) = 138 day ، فاحسبْ ما يلي :

أ) كمية الإشعاعات المستهلكة يومياً (μ ci).

ب) الجرعة المكافئة السنوية عند تناول هذا النوع من الحليب.

ج) قارنْ هذه الجرعة بالجرعة القصوى المسموح بها MPD = 15 msv/year. ثم ما استنتاجاتك؟

الملاحق

ملحق رقم (١). الثوابت الفيزيائية الأساسية.

الثابت	الرمز	القيمة
سرعة الضوء	C	$2.997924\times10^{8}\quad m,s^{-1}$
شحنة الإلكترون	e	$1.602176\times10^{-19}\quad Coulomb$
وحدة الكتلة الذرية	u	$1.660539\times10^{-27}\quad kg$ $(931.494\quad MeV/c^{2})$
كتلة الإلكترون	m_e	$9.109382\times10^{-27}\quad kg$ $5.486\times10^{-4}u\quad =0.511MeV/c^{2}$
كتلة البروتون	m_p	$1.672622\times10^{-27}\quad kg$ $1.007276\times10^{-4}u\quad =938.272MeV/c^{2}$
كتلة النيوترون	m_n	$1.674927\times10^{-27}\quad kg$ $1.008665\times10^{-4}u\quad =939.565MeV/c^{2}$
عدد أفوغادرو	N_a	$6.022142\times10^{23}\quad mol^{-1}$
ثابت بلانك	h	$6.626069\times10^{-34}\quad J.\text{sec}$ $4.135667\times10^{-15}\quad ev.\text{sec}$
ثابت بولزمان	k	$1.380650\times10^{-23}\quad J.k^{-1}$ $8.617342\times10^{-5}\quad ev.k^{-1}$
ثابت الكهرباء	ε_0	$8.854188\times10^{-12}\quad F.m^{-1}$

المرجع: *http//physics.nist.gov*

ملحق رقم (٢). معامل التحويل بين الوحدات الفيزيائية.

الوحدة	معامل الضرب للتحويل
eV	1.602189×10^{-19} Joule
MeV	10^{6}
amu	931.494 MeV
W	1 J/sec
Gy	1 J/kg=100 rad
rad	100 erg/g=0.01Gy
Sv	100 rem
$barn$	$10^{-24}cm^{2}$
Ci	$3.7\times10^{10}Bq$
day	86400 sec
$year$	365 day $=31536\times10^{7}$ sec
K	8.617065×10^{-5} eV
$0^{0}C$	273 K
$radian$	57.30^{0}

ملحق رقم (٣). بعض خصائص العناصر الطبيعية [المرجع : ١]

Z	El	Atomic Weight	Mass density (g/cm^3)	Melting Point (°C)	Boiling Point (°C)	Elemental Abundances: Solar System (%)	Crustal Average (mg/kg)	Earth's Oceans (mg/L)
1	H	1.00794	0.0708	-259.34	-252.87	91.0	1400	1.08×10^{5}
2	He	4.002602	0.124901	-272.2	-268.93	8.9	0.008	7×10^{-6}
3	Li	6.941	0.534	180.5	1342	1.86×10^{-7}	20	0.18
4	Be	9.012182	1.85	1287	2471	2.38×10^{-9}	2.8	5.6×10^{-6}
5	B	10.811	2.37	2075	4000	6.9×10^{-8}	10	4.44
6	C[a]	12.0107	$2.2670^{15°}$	4492[t]	3842s[s]	0.033	200	28
7	N	14.00674	0.807	-210.00	-195.79	0.0102	19	0.5
8	O	15.9994	1.141	-218.79	-182.95	0.078	4.61×10^{5}	8.57×10^{5}
9	F	18.9984032	1.50	-219.62	-188.12	2.7×10^{-6}	585	1.3
10	Ne	20.1797	1.204	-248.59	-246.08	0.0112	0.005	1.2×10^{-4}
11	Na	22.989770	0.97	97.80	883	0.000187	2.36×10^{4}	1.08×10^{4}
12	Mg	24.3050	0.74	650	1090	0.00350	2.33×10^{4}	1290
13	Al	26.981538	2.70	660.32	2519	0.000277	8.23×10^{4}	0.002
14	Si	28.0855	2.3296	1414	3265	0.00326	2.82×10^{5}	2.2
15	P	30.973761	1.82	44.15	280.5	3.4×10^{-5}	1050	0.06
16	S	32.066	2.067	115.21	444.60	0.00168	350	905
17	Cl	35.4527	1.56	-101.5-	-34.04	1.7×10^{-5}	145	1.94×10^{4}
18	Ar	39.948	1.396	-189.35	-185.85	0.000329	3.5	0.45
19	K	39.0983	0.89	63.38	759	1.23×10^{-5}	2.09×10^{4}	399
20	Ca	40.078	1.54	842	1484	0.000199	4.15×10^{4}	412
21	Sc	44.955910	2.99	1541	2836	1.12×10^{-7}	22	6×10^{-7}
22	Ti	47.867	4.5	1668	3287	7.8×10^{-6}	5650	0.001
23	V	50.9415	6.0	1910	3407	9.6×10^{-7}	120	0.0025
24	Cr	51.9961	7.15	1907	2671	4.4×10^{-5}	102	3×10^{-4}
25	Mn	54.938049	7.3	1246	2061	3.1×10^{-5}	950	2×10^{-4}
26	Fe	55.845	7.875	1538	2861	0.00294	5.63×10^{4}	0.002
27	Co	58.933200	8.86	1495	2927	7.3×10^{-6}	25	2×10^{-5}
28	Ni	58.6934	8.912	1455	2913	0.000161	84	5.6×10^{-4}
29	Cu	63.546	8.933	1084.62	2562	1.70×10^{-6}	60	2.5×10^{-4}
30	Zn	65.39	7.134	419.53	907	4.11×10^{-6}	70	0.0049
31	Ga	69.723	5.91	29.76	2204	1.23×10^{-7}	19	3×10^{-5}
32	Ge	72.61	5.323	938.25	2833	3.9×10^{-7}	1.5	5×10^{-5}
33	As	74.92160	$5.776^{26°}$	817[t]	614[s]	2.1×10^{-8}	1.8	0.0037
34	Se	78.96	$4.809^{26°}$	221	685	2.03×10^{-7}	0.05	2×10^{-4}
35	Br	79.904	3.11	-7.2	58.8	3.8×10^{-8}	2.4	67.3
36	Kr	83.80	2.418	-157.36	-153.22	1.5×10^{-7}	1×10^{-4}	2.1×10^{-4}
37	Rb	85.4678	1.53	39.31	688	2.31×10^{-8}	90	0.12
38	Sr	87.62	2.64	777	1382	7.7×10^{-8}	370	7.9
39	Y	88.90585	4.47	1522	3345	1.51×10^{-8}	33	1.3×10^{-5}
40	Zr	91.224	6.52	1855	4409	3.72×10^{-8}	165	3×10^{-5}
41	Nb	92.90638	8.57	2477	4744	2.28×10^{-9}	20	1×10^{-5}
42	Mo	95.94	10.2	2623	4639	8.3×10^{-9}	1.2	0.01
43	Tc	[98]	11	2157	4265			
44	Ru	101.07	12.1	2334	4150	6.1×10^{-9}	0.001	7×10^{-7}
45	Rh	102.90550	12.4	1964	3695	1.12×10^{-9}	0.001	
46	Pd	106.42	12.0	1554.9	2963	4.5×10^{-9}	0.015	

[a]graphite [t]critical temperature [s]sublimation temperature

الملحق رقم (٣). (تابع).

Z	El	Atomic Weight	Mass density (g/cm^3)	Melting Point (°C)	Boiling Point (°C)	Elemental Abundances: Solar System (%)	Crustal Average (mg/kg)	Earth's Oceans (mg/L)
47	Ag	107.8682	10.501	961.78	2162	1.58×10^{-9}	0.075	4×10^{-5}
48	Cd	112.411	8.69	321.07	767	5.3×10^{-9}	0.15	1.1×10^{-4}
49	In	114.818	7.31	156.60	2072	6.0×10^{-10}	0.25	0.02
50	Sn	118.710	7.287^{26°	231.93	2602	1.25×10^{-8}	2.3	4×10^{-6}
51	Sb	121.760	6.685^{26°	630.63	1587	1.01×10^{-9}	0.2	2.4×10^{-4}
52	Te	127.60	6.232	449.51	988	1.57×10^{-8}	0.001	
53	I	126.90447	4.93^{20°	113.7	184.4	2.9×10^{-9}	0.45	0.06
54	Xe	131.29	2.953	-111.75	-108.04	1.5×10^{-8}	3×10^{-5}	5×10^{-5}
55	Cs	132.90545	1.93	28.44	671	1.21×10^{-9}	3	3×10^{-4}
56	Ba	137.327	3.62	727	1897	1.46×10^{-8}	425	0.013
57	La	138.9055	6.15	918	3464	1.45×10^{-9}	39	3.4×10^{-6}
58	Ce	140.116	8.16	798	3443	3.70×10^{-9}	66.5	1.2×10^{-6}
59	Pr	140.90765	6.77	931	3520	5.44×10^{-10}	9.2	6.4×10^{-7}
60	Nd	144.24	7.01	1021	3074	2.70×10^{-9}	41.5	2.8×10^{-6}
61	Pm	[145]	7.26	1042	3000			
62	Sm	150.36	7.52	1074	1794	8.42×10^{-10}	7.05	4.5×10^{-7}
63	Eu	151.964	5.24	822	1596	3.17×10^{-10}	2.0	1.3×10^{-7}
64	Gd	157.25	7.90	1313	3273	1.076×10^{-9}	6.2	7×10^{-7}
65	Tb	158.92534	8.23	1356	3230	1.97×10^{-10}	1.2	1.4×10^{-7}
66	Dy	162.50	8.55	1412	2567	1.286×10^{-9}	5.2	9.1×10^{-7}
67	Ho	164.93032	8.80	1474	2700	2.90×10^{-10}	1.3	2.2×10^{-7}
68	Er	167.26	9.07	1529	2868	8.18×10^{-10}	3.5	8.7×10^{-7}
69	Tm	168.93421	9.32	1545	1950	1.23×10^{-10}	0.52	1.7×10^{-7}
70	Yb	173.04	6.90	819	1196	8.08×10^{-10}	3.2	8.2×10^{-7}
71	Lu	174.967	9.84	1663	3402	1.197×10^{-10}	0.8	1.5×10^{-7}
72	Hf	178.49	13.3	2233	4603	5.02×10^{-10}	3.0	7×10^{-6}
73	Ta	180.9479	16.4	3017	5458	6.75×10^{-11}	2.0	2×10^{-6}
74	W	183.84	19.3	3422	5555	4.34×10^{-10}	1.25	1×10^{-4}
75	Re	186.207	20.8	3186	5596	1.69×10^{-10}	7×10^{-4}	4×10^{-6}
76	Os	190.23	22.5	3033	5012	2.20×10^{-9}	0.0015	
77	Ir	192.217	22.5	2446	4428	2.16×10^{-9}	0.001	
78	Pt	195.078	21.46	1768.4	3825	4.4×10^{-9}	0.005	
79	Au	196.96655	19.282	1064.18	2856	6.1×10^{-10}	0.004	4×10^{-6}
80	Hg	200.59	13.5336	-38.83	356.73	1.11×10^{-9}	0.085	3×10^{-5}
81	Tl	204.3833	11.8	304	1473	6.0×10^{-10}	0.85	1.9×10^{-5}
82	Pb	207.2	11.342	327.46	1749	1.03×10^{-8}	14	3×10^{-5}
83	Bi	208.98038	9.807	271.40	1564	4.7×10^{-10}	0.0085	2×10^{-5}
84	Po	[209]	9.32	254	962		2×10^{-10}	1.5×10^{-14}
85	At	[210]		302				
86	Rn	[222]	4.4	-71	-61.7		4×10^{-13}	6×10^{-16}
87	Fr	[223]		27				
88	Ra	[226]	5	700			9×10^{-7}	8.9×10^{-11}
89	Ac	[227]	10.07	1051	3198		5.5×10^{-10}	
90	Th	232.0381	11.72	1750	4788	1.09×10^{-10}	69.6	1×10^{-6}
91	Pa	231.03588	15.37	1572			1.4×10^{-6}	5×10^{-11}
92	U	238.0289	18.95	1135	4131	2.94×10^{-11}	2.7	0.0032

ملحق (٤). معامل التوهين الكتلي لأشعة جاما.

Mass attenuation coefficient μ/ρ ($cm^2.g^{-1}$) as a function of photon energy E (MeV)

E (MeV)	μ/ρ ($cm^2.g^{-1}$)							
	Air	Water	Standard tissue (ICRP)	Poly-styrene	Alumin-ium	Concrete	Iron	Lead
0.010	5.016	5.223	4.783	2.150	25.820	26.190	169.000	179.100
0.015	1.581	1.639	1.523	0.755	7.836	8.185	56.560	62.270
0.020	0.764	0.796	0.750	0.429	3.392	3.605	25.460	71.060
0.030	0.350	0.372	0.358	0.262	1.115	1.202	8.109	41.280
0.040	0.247	0.267	0.260	0.218	0.563	0.607	3.601	19.830
0.050	0.207	0.226	0.222	0.198	0.366	0.392	1.944	11.210
0.060	0.187	0.206	0.203	0.187	0.276	0.294	1.197	7.034
0.080	0.166	0.184	0.182	0.172	0.201	0.212	0.592	3.395
0.10	0.154	0.171	0.169	0.162	0.170	0.178	0.370	1.954
0.15	0.136	0.150	0.149	0.145	0.138	0.143	0.196	2.591
0.20	0.123	0.137	0.136	0.132	0.122	0.127	0.146	1.298
0.30	0.107	0.119	0.118	0.115	0.104	0.108	0.110	0.519
0.40	0.0955	0.106	0.105	0.103	0.0928	0.0963	0.0940	0.292
0.50	0.0871	0.0969	0.0962	0.0938	0.0845	0.0877	0.0841	0.198
0.60	0.0806	0.0896	0.0889	0.0867	0.0780	0.0810	0.0770	0.149
0.80	0.0708	0.0787	0.0781	0.0762	0.0684	0.0710	0.0670	0.102
1.0	0.0636	0.0707	0.0702	0.0685	0.0615	0.0638	0.0599	0.0789
1.5	0.0518	0.0576	0.0571	0.0557	0.0501	0.0520	0.0488	0.0559
2.0	0.0444	0.0494	0.0490	0.0478	0.0432	0.0448	0.0426	0.0488
3.0	0.0358	0.0397	0.0394	0.0382	0.0354	0.0365	0.0362	0.0445
4.0	0.0308	0.0340	0.0337	0.0326	0.0311	0.0319	0.0331	0.0439
5.0	0.0275	0.0303	0.0300	0.0289	0.0284	0.0290	0.0315	0.0446
6.0	0.0252	0.0277	0.0274	0.0263	0.0266	0.0270	0.0306	0.0458
8.0	0.0222	0.0243	0.0239	0.0228	0.0244	0.0245	0.0300	0.0488
10.0	0.0204	0.0222	0.0218	0.0206	0.0232	0.0231	0.0300	0.0519

Values of ρ (in $g.cm^{-3}$) are as follows: air, 1.21×10^{-3}; water, 1.00; standard tissue, 1.00; polystyrene, 1.06; aluminium, 2.7; concrete, 2.30; iron, 7.87; and lead, 11.34.

ملحق (٥). معامل الامتصاص الكتلي لأشعة جاما.

Mass energy absorption coefficient μ_E/ρ ($cm^2.g^{-1}$) as a function of photon energy E (MeV)

E (MeV)	μ_E/ρ ($cm^2.g^{-1}$)							
	Air	Water	Standard tissue (ICRP)	Bone tissue (ICRP)	Poly-styrene	Poly-ethylene	Silicon dioxide	Lithium fluoride
0.010	4.640	4.840	4.403	25.240	1.849	1.717	18.070	5.607
0.015	1.300	1.340	1.231	7.897	0.501	0.466	5.320	1.576
0.020	0.526	0.537	0.496	3.389	0.200	0.187	2.197	0.635
0.030	0.150	0.152	0.142	1.009	0.0606	0.0576	0.627	0.179
0.040	0.0669	0.0680	0.0645	0.425	0.0319	0.0313	0.260	0.0774
0.050	0.0403	0.0416	0.0399	0.221	0.0238	0.0241	0.136	0.0447
0.060	0.0300	0.0315	0.0306	0.133	0.0215	0.0222	0.0831	0.0318
0.080	0.0239	0.0258	0.0254	0.0662	0.0215	0.0226	0.0450	0.0237
0.10	0.0232	0.0254	0.0251	0.0447	0.0229	0.0242	0.0335	0.0222
0.15	0.0249	0.0276	0.0274	0.0318	0.0263	0.0279	0.0277	0.0233
0.20	0.0267	0.0297	0.0294	0.0302	0.0286	0.0303	0.0278	0.0248
0.30	0.0287	0.0319	0.0317	0.0307	0.0309	0.0328	0.0290	0.0266
0.40	0.0295	0.0328	0.0326	0.0311	0.0317	0.0337	0.0296	0.0273
0.50	0.0297	0.0330	0.0328	0.0311	0.0319	0.0339	0.0297	0.0275
0.60	0.0295	0.0328	0.0326	0.0309	0.0318	0.0338	0.0296	0.0274
0.80	0.0288	0.0320	0.0318	0.0301	0.0311	0.0330	0.0288	0.0267
1.0	0.0279	0.0310	0.0308	0.0291	0.0300	0.0319	0.0278	0.0258
1.5	0.0255	0.0283	0.0281	0.0265	0.0274	0.0291	0.0254	0.0236
2.0	0.0234	0.0260	0.0258	0.0245	0.0252	0.0267	0.0234	0.0217
3.0	0.0205	0.0228	0.0226	0.0216	0.0220	0.0232	0.0208	0.0190
4.0	0.0187	0.0206	0.0204	0.0199	0.0198	0.0209	0.0192	0.0173
5.0	0.0174	0.0191	0.0189	0.0188	0.0182	0.0192	0.0181	0.0161
6.0	0.0164	0.0180	0.0178	0.0180	0.0171	0.0179	0.0174	0.0153
8.0	0.0152	0.0166	0.0163	0.0169	0.0155	0.0162	0.0165	0.0141
10.0	0.0145	0.0157	0.0154	0.0164	0.0145	0.0150	0.0160	0.0134

Values of ρ (in $g.cm^{-3}$) are as follows: air, 1.21×10^{-3}; water, 1.00; standard tissue, 1.00; bone tissue, 1.80; polystyrene, 1.06; polyethylene, 0.94; silicon dioxide, 2.32; lithium fluoride, 2.635.

ملحق رقم (٦). المقطع العرضي المجهري $[\sigma(n,p)-\sigma_a(n,\alpha)-\sigma_\gamma(n,\gamma)]$. للتشتت σ_S – للانشطار σ_f – الكلي σ_t] للنيوترونات الحرارية $(En = 0.0253ev)$ ولبعض العناصر الهامة – (المراجع: *The National Nuclear Data Center Online Service. ENDF/B-VI*)

العنصر	نسبة الوفرة (atom %)	نصف العمر	(b) المقطع المجهري		
^{1}H	99.985		$\sigma_\gamma = 333$ mb	$\sigma_s = 30.5$	$\sigma_t = 30.9$
^{2}H	0.015		$\sigma_\gamma = 506$ μb	$\sigma_s = 4.26$	$\sigma_t = 4.30$
^{3}H		12.33 y	$\sigma_\gamma = 6$ μb	$\sigma_s = 1.53$	$\sigma_t = 1.53$
^{6}Li	92.5		$\sigma_\alpha = 941$	$\sigma_\gamma = 38.6$ mb	$\sigma_t = 943$
^{7}Li	7.42		$\sigma_\gamma = 45.7$ mb	$\sigma_s = 1.04$	$\sigma_t = 1.09$
^{10}B	19.6		$\sigma_\alpha = 3840$	$\sigma_\gamma = 0.50$	$\sigma_t = 3847$
^{11}B	80.4		$\sigma_\gamma = 5.53$ mb	$\sigma_s = 5.08$	$\sigma_t = 5.08$
^{12}C	98.89		$\sigma_s = 4.74$	$\sigma_\gamma = 3.4$ mb	$\sigma_t = 4.74$
^{13}C	1.11		$\sigma_\gamma = 1.37$ mb	$\sigma_t = 4.19$	
^{14}C		5736 y	$\sigma_\gamma = 1.0$ μb		
^{14}N	99.64		$\sigma_p = 1.83$	$\sigma_\gamma = 75$ mb	$\sigma_t = 12.2$
^{15}N	0.36		$\sigma_\gamma = 24$ μb	$\sigma_s = 4.58$	$\sigma_t = 4.58$
^{16}O	99.756		$\sigma_\gamma = 190$ μb	$\sigma_s = 4.03$	$\sigma_t = 4.03$
^{17}O	0.039		$\sigma_\alpha = 235$ mb	$\sigma_\gamma = 3.84$ mb	$\sigma_t = 4.17$
^{18}O	0.205		$\sigma_\gamma = 160$ μb		
^{232}Th	100	1.405×10^{10} y	$\sigma_f = 2.5$ μb	$\sigma_\gamma = 5.13$	$\sigma_t = 20.4$
^{233}Th		22.3 m	$\sigma_f = 15$	$\sigma_\gamma = 1450$	$\sigma_t = 1478$
^{233}U		1.592×10^{5} y	$\sigma_f = 529$	$\sigma_\gamma = 46.0$	$\sigma_t = 588$
^{234}U	0.0055	2.455×10^{5} y	$\sigma_f = 0.465$	$\sigma_\gamma = 103$	$\sigma_t = 116$
^{235}U	0.7200	7.038×10^{8} y	$\sigma_f = 587$	$\sigma_\gamma = 99.3$	$\sigma_t = 700$
^{236}U		2.342×10^{7} y	$\sigma_f = 47$ mb	$\sigma_\gamma = 5.14$	$\sigma_t = 14.1$
^{238}U	99.2745	4.468×10^{9} y	$\sigma_f = 11.8$ μb	$\sigma_\gamma = 2.73$	$\sigma_t = 12.2$
^{239}U		23.45 m	$\sigma_f = 14$	$\sigma_\gamma = 22$	
^{239}Pu		24110 y	$\sigma_f = 749$	$\sigma_\gamma = 271$	$\sigma_t = 1028$
^{240}Pu		6564 y	$\sigma_f = 64$ mb	$\sigma_\gamma = 289$	$\sigma_t = 290$
^{241}Pu		14.35 y	$\sigma_f = 1015$	$\sigma_\gamma = 363$	$\sigma_t = 1389$
^{242}Pu		3.733×10^{5} y	$\sigma_f = 1.0$ mb	$\sigma_\gamma = 19.3$	$\sigma_t = 27.0$

ملحق رقم (٧). المقطع العرضي المجهري والمجهاري للنيوترونات الحرارية

. $(En = 0.0253eV$ – 2200م/ثانية$)$

[المرجع : *Reactor Physics Constants, ANL-5800; (3)*]

Z	Elements	a.m.u	(g/cm^3)	($\times 10^{-24}$)	$1-\bar{\mu}_0$	ξ	σ_a (barns)	σ_s (barns)	σ_t (barns)	Σ_a (cm^{-1})	Σ_s (cm^{-1})	Σ_t (cm^{-1})
1	H	1.008	$8.9^\dagger$	$5.3^\dagger$	0.3386	1.000	0.33	38	38	$1.7^\dagger$	0.002	0.002
	H_2O	18.016	1	$0.0335^\ddagger$	0.676	0.948	0.66	103	103	0.022	3.45	3.45
	D_2O	20.030	1.10	$0.0331^\ddagger$	0.884	0.570	0.001	13.6	13.6	$3.3^\dagger$	0.449	0.449
2	He	4.003	$17.8^\dagger$	$2.6^\dagger$	0.8334	0.425	0.007	0.8	0.807	$0.02^\dagger$	$2.1^\dagger$	$2.1^\dagger$
3	Li	6.940	0.534	0.0463	0.9047	0.268	71	1.4	72.4	3.29	0.065	3.35
4	Be	9.013	1.85	0.1236	0.9259	0.209	0.010	7.0	7.01	$124^\ddagger$	0.865	0.865
	BeO	25.02	3.025	$0.0728^\ddagger$	0.939	0.173	0.010	6.8	6.8	$73^\dagger$	0.501	0.501
5	B	10.82	2.45	0.1364	0.9394	0.171	755	4	759	103	0.346	104
6	C	12.011	1.60	0.0803	0.9444	0.158	0.004	4.8	4.80	$32^\dagger$	0.385	0.385
7	N	14.008	0.0013	$5.3^\dagger$	0.9524	0.136	1.88	10	11.9	$9.9^\dagger$	$50^\dagger$	$60^\dagger$
8	O	16.000	0.0014	$5.3^\dagger$	0.9583	0.120	$20^\dagger$	4.2	4.2	0.000	$21^\dagger$	$21^\dagger$
9	F	19.00	0.0017	$5.3^\dagger$	0.9649	0.102	0.001	3.9	3.90	$0.01^\dagger$	$20^\dagger$	$20^\dagger$
10	Ne	20.183	0.0009	$2.6^\dagger$	0.9667	0.0968	< 2.8	2.4	5.2	$7.3^\dagger$	$6.2^\dagger$	$13.5^\dagger$
11	Na	22.991	0.971	0.0254	0.9710	0.0845	0.525	4	4.53	0.013	0.102	0.115
12	Mg	24.32	1.74	0.0431	0.9722	0.0811	0.069	3.6	3.67	0.003	0.155	0.158
13	Al	26.98	2.699	0.0602	0.9754	0.0723	0.241	1.4	1.64	0.015	0.084	0.099
14	Si	28.09	2.42	0.0522	0.9762	0.0698	0.16	1.7	1.86	0.008	0.089	0.097
15	P	30.975	1.82	0.0354	0.9785	0.0632	0.20	5	5.20	0.007	0.177	0.184
16	S	32.066	2.07	0.0389	0.9792	0.0612	0.52	1.1	1.62	0.020	0.043	0.063
17	Cl	35.457	0.0032	$5.3^\dagger$	0.9810	0.0561	33.8	16	49.8	0.002	$80^\dagger$	0.003
18	A	39.944	0.0018	$2.6^\dagger$	0.9833	0.0492	0.66	1.5	2.16	$1.7^\dagger$	3.9	$5.6^\dagger$
19	K	39.100	0.87	0.0134	0.9829	0.0504	2.07	1.5	3.57	0.028	0.020	0.048

ملحق رقم (٧). (تابع).

Z	Elements	a.m.u	(g/cm³)	($\times 10^{-24}$)	$1-\bar{\mu}_0$	ξ	σ_a	σ_s	σ_t	Σ_a	Σ_s	Σ_t
20	Ca	40.08	1.55	0.0233	0.9833	0.0492	0.44	3.0	3.44	0.010	0.070	0.080
21	Sc	44.96	2.5	0.0335	0.9852	0.0438	24	24	48	0.804	0.804	1.61
22	Ti	47.90	4.5	0.0566	0.9861	0.0411	5.8	4	9.8	0.328	0.226	0.555
23	V	50.95	5.96	0.0704	0.9869	0.0387	5	5	10.0	0.352	0.352	0.704
24	Cr	52.01	7.1	0.0822	0.9872	0.0385	3.1	3	6.1	0.255	0.247	0.501
25	Mn	54.94	7.2	0.0789	0.9878	0.0359	13.2	2.3	15.5	1.04	0.181	1.22
26	Fe	55.85	7.86	0.0848	0.9881	0.0353	2.62	11	13.6	0.222	0.933	1.15
27	Co	58.94	8.9	0.0910	0.9887	0.0335	38	7	45	3.46	0.637	4.10
28	Ni	58.71	8.90	0.0913	0.9887	0.0335	4.6	17.5	22.1	0.420	1.60	2.02
29	Cu	63.54	8.94	0.0848	0.9896	0.0309	3.85	7.2	11.05	0.0326	0.611	0.937
30	Zn	65.38	7.14	0.0658	0.9897	0.0304	1.10	3.6	4.70	0.072	0.237	0.309
31	Ga	69.72	5.91	0.0511	0.9925	0.0283	2.80	4	6.80	0.143	0.204	0.347
32	Ge	72.60	5.36	0.0445	0.9909	0.0271	2.45	3	5.45	0.109	0.134	0.243
33	As	74.91	5.73	0.0461	0.9911	0.0264	4.3	6	10.3	0.198	0.277	0.475
34	Se	78.96	4.8	0.0366	0.9916	0.0251	12.3	11	23.3	0.450	0.403	0.853
35	Br	79.916	3.12	0.0235	0.9917	0.0247	6.7	6	12.7	0.157	0.141	0.298
36	Kr	83.80	0.0037	2.6†	0.9921	0.0236	31	7.2	38.2	81†	19†	99†
37	Rb	85.48	1.53	0.0108	0.9922	0.0233	0.73	12	12.7	0.008	0.130	0.138
38	Sr	87.63	2.54	0.0175	0.9925	0.0226	1.21	10	11.2	0.021	0.175	0.195
39	Yt	88.92	5.51	0.0373	0.9925	0.0223	1.313	4.3	4.3	0.049	0.112	0.160
40	Zr	91.22	6.4	0.0423	0.9927	0.0218	0.185	8	8.2	0.008	0.338	0.347
41	Nb	92.91	8.4	0.0545	0.9928	0.0214	1.16	5	6.16	0.063	0.273	0.336
42	Mo	95.95	10.2	0.0640	0.9931	0.0207	2.70	7	9.70	0.173	0.448	0.621
43	Tc	98.0	—	—	0.9932	0.0203	22	—	—	—	—	—
44	Ru	101.1	12.2	0.0727	0.9934	0.0197	2.56	6	8.56	0.186	0.436	0.622
45	Rh	102.91	12.5	0.0732	0.9935	0.0193	149	5	154	10.9	0.366	11.3

ملحق رقم (٧). (تابع).

Z	Elements	a.m.u	(g/cm³)	(× 10⁻²⁴)	$1-\bar{\mu}_0$	ξ	σ_a	σ_s	σ_t	Σ_a	Σ_s	Σ_t
46	Pd	106.4	12.16	0.0689	0.9937	0.0187	8	3.6	11.6	0.551	0.248	0.799
47	Ag	107.88	10.5	0.0586	0.9938	0.0184	63	6	69	3.69	0.352	4.04
48	Cd	112.41	8.65	0.0464	0.9940	0.0178	2450	7	2457	114	0.325	114
49	In	114.82	7.28	0.0382	0.9942	0.0173	191	2.2	193	7.30	0.084	7.37
50	Sn	118.70	6.5	0.0330	0.9944	0.0167	0.625	4	4.6	0.021	0.132	0.152
51	Sb	121.76	6.69	0.0331	0.9945	0.0163	5.7	4.3	10.0	0.189	0.142	0.331
52	Te	127.61	6.24	0.0295	0.9948	0.0155	4.7	5	9.7	0.139	0.148	0.286
53	I	126.91	4.93	0.0234	0.9948	0.0157	7.0	3.6	10.6	0.164	0.084	0.248
54	Xe	131.30	0.0059	2.7†	0.9949	0.0152	35	4.3	39.3	95†	12†	0.001
55	Cs	132.91	1.873	0.0085	0.9950	0.0150	28	20	48	0.238	0.170	0.408
56	Ba	137.36	3.5	0.0154	0.9951	0.0145	1.2	8	9.2	0.018	0.123	0.142
57	La	138.92	6.19	0.0268	0.9952	0.0143	8.9	15	24	0.239	0.403	0.642
58	Ce	140.13	6.78	0.0292	0.9952	0.0142	0.73	9	9.7	0.021	0.263	0.283
59	Pr	140.92	6.78	0.0290	0.9953	0.0141	11.3	4	15.3	0.328	0.116	0.444
60	Nd	144.27	6.95	0.0290	0.9954	0.0138	46	16	62	1.33	0.464	1.79
61	Pm	145.0	—	—	0.9954	0.0137	60	—	—	—	—	—
62	Sm	150.35	7.7	0.0309	0.9956	0.0133	5600	5	5605	173	0.155	173
	Sm_2O_3	348.70	7.43	0.0128‡	0.974	0.076	16,500	22.6	16,500	211	0.289	211
63	Eu	152.0	5.22	0.0207	0.9956	0.0131	4300	8	4308	89.0	0.166	89.2
	Eu_2O_3	352.00	7.42	0.0127‡	0.978	0.063	8740	30.2	8770	111	0.383	111
64	Gd	167.26	7.95	0.0305	0.9958	0.0127	46,000	—	—	1403	—	—

ملحق رقم (٧). (تابع).

Z	Elements	a.m.u	(g/cm³)	(× 10^{-24})	$1-\bar{\mu}_0$	ξ	σ_a	σ_s	σ_t	Σ_a	Σ_s	Σ_t
65	Tb	158.93	8.33	0.0316	0.9958	0.0125	46	—	—	1.45	—	—
66	Dy	162.51	8.56	0.0317	0.9959	0.0122	950	100	1050	30.1	3.17	33.3
	Dy_2O_3	372.92	7.81	0.0126[‡]	0.993	0.019	2200	214	2414	27.7	2.7	30.4
67	Ho	164.94	8.76	0.0320	0.9960	0.0121	65	—	—	2.08	—	—
68	Er	167.27	9.16	0.0330	0.9960	0.0119	173	15	188	5.71	0.495	6.20
69	Tm	168.94	9.35	0.0333	0.9961	0.0118	127	7	134	4.23	0.233	4.46
70	Yb	173.04	7.01	0.0244	0.9961	0.0115	37	12	49	0.903	0.293	1.20
71	Lu	174.99	9.74	0.0335	0.9962	0.0114	112	—	—	3.75	—	—
72	Hf	178.5	13.3	0.0449	0.9963	0.0112	105	8	113	4.71	0.0359	5.07
73	Ta	180.95	16.6	0.0553	0.9963	0.0110	21	5	26	1.16	0.277	1.44
74	W	183.86	19.3	0.0632	0.9964	0.0108	19.2	5	24.2	1.21	0.316	1.53
75	Re	186.22	20.53	0.0664	0.9964	0.0107	86	14	100	5.71	0.930	6.64
76	OS	190.2	22.48	0.0712	0.9965	0.0105	15.3	11	26.3	1.09	0.783	1.87
77	Ir	192.2	22.42	0.0703	0.9965	0.0104	440	—	—	30.9	—	—
78	Pt	195.09	21.37	0.0660	0.9966	0.0102	8.8	10	18.8	0.581	0.660	1.24
79	Au	197.0	19.32	0.0591	0.9966	0.0101	98.8	9.3	107.3	5.79	0.550	6.34
80	Hg	200.61	13.55	0.0407	0.9967	0.0099	380	20	400	15.5	0.814	16.3
81	Ti	204.39	11.85	0.0349	0.9967	0.0098	3.4	14	17.4	0.119	0.489	0.607
82	Pb	207.21	11.35	0.0330	0.9968	0.0096	0.170	11	11.2	0.006	0.363	0.369
83	Bi	209.0	9.747	0.0281	0.9968	0.0095	0.034	9	9	0.001	0.253	0.256
84	Po	210.0	9.24	0.0265	0.9968	0.0095	—	—	—	—	—	—

ملحق رقم (٧). (تابع).

Z	Elements	a.m.u	(g/cm³)	(× 10⁻²⁴)	$1-\bar{\mu}_0$	ξ	σ_a	σ_s	σ_t	Σ_a	Σ_s	Σ_t
85	At	211.0	—	—	0.9968	0.0094	—	—	—	—	—	—
86	Rn	222.0	0.0097	2.6[†]	0.9970	0.0090	0.7	—	—	—	—	—
87	Fr	223.0	—	—	0.9980	0.0089	—	—	—	—	—	—
88	Ra	226.05	5	0.0133	0.9971	0.0088	20	—	—	0.266	—	—
89	Ac	227.0	—	—	0.9971	0.0088	510	—	—	—	—	—
90	Th	232.05	11.3	0.0293	0.9971	0.0086	7.56	12.6	20.2	0.222	0.369	0.592
91	Pa	231.0	15.4	0.0402	0.9971	0.0086	200	—	—	8.04	—	—
92	U	238.07	18.9	0.04783	0.9972	0.0084	7.68	8.3	16.0	0.367	0.397	0.765
	UO_2	270.07	10	0.0223[‡]	0.9887	0.036	7.6	16.7	24.3	0.169	0.372	0.542
93	Np	237.0	—	—	0.9972	0.0084	170	—	—	—	—	—
94	Pu	239.0	19.74	0.0498	0.9972	0.0083	1026	9.6	1036	51.1	0.478	51.6
95	Am	242.0	—	—	0.9973	0.0082	8.000	—	—	—	—	—

[†] Value has been multiplied by 10^5.
[‡] Molecules/cm³.

المراجع

أولاً: المراجع العربية

[١] آل الشيخ، محمد، وكداشي، أحمد، *"مبادئ المفاعلات النووية"*، جامعة الملك سعود. الرياض (٢٠٠٧م).

[٢] آل الشيخ، محمد، وكداشي، أحمد، وعبيد، محمد عبدالفتاح *"هندسة الإشعاع النووي"*، جامعة الملك سعود. الرياض (٢٠٠٤م).

[٣] الناغي، أحمد *"الفيزياء النووية"*، دار الفكر العربي القاهرة (٢٠٠١م).

[٤] الدغمة، محمد شحادة، وجمعة، على مجمد، *"الفيزياء النووية"*، مكتبة الفلاح – الكويت (٢٠٠٠م).

[٥] أحمد، محمد فاروق، والسريع، أحمد محمد *"أسس الفيزياء الإشعاعية"*، جامعة الملك سعود. الرياض (١٩٩٨م).

[٦] حسن، فخري إسماعيل *"مقدمة في الفيزياء الحديثة"*، دار المريخ- الرياض (١٩٩٣م).

[٧] الأشهب، مطاوع *"هندسة الفيزياء النووية"*، المركز العربية للتوزيع والترجمة والتأليف والنشر – دمشق (١٩٩١م).

ثانياً: المراجع الأجنبية

[٨] Lewis, E.E. *Fundamentals of Nuclear Reactor Physics* Academic Press ELSEVIER Inc.USA (2008)

[٩] Turner, James E. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection* Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Third edition, USA (2007)

[١٠] Stabin, Michel G. *Radiation Protection and Dosimetry* , Publisher Springer (2007)

[١١] Ian Hore-Lacy, *Nuclear Energy in the 21st Century* ,World Nuclear University Press, USA(2006)

[١٢] Tatjana JeVremmovie, *Nuclear Principles in Engineering* , Publisher Springer (2005)

[١٣] Shultis J. K. and Faw, R. E. *Fundamentals of Nuclear Science and Engineering* Marcel Dekker Inc. New York, USA (2002)

[١٤] Lamarch, J. R. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*, American Nuclear Society, Inc. USA (2002).

[١٥] Stacey, W. M. *Nuclear Reactor physics* , J. Wiley & Sons, Inc . USA (2001)

[١٦] Lamarsh, John R. J. Baratta, Anthony *Introduction to Nuclear Engineering* Prentice Hall, Third edition, USA (2001)

[١٧] Glasston S. and Sesonske, A. *Nuclear Reactor Engineering* (3ed. edition) CBS publishers & Distributors. Delhi – India (1986).

[١٨] Weisman, J. *Elements of Nuclear Reactor Design* Robert E.Krieger publishing Company. USA (1983)

[١٩] Ladonchamps J.D. & verdeau, J.J. *Reacteur Nucleaire a Eau Pressurisee* , Masson of cie , Paris France (1978)

[٢٠] Duderstadt J. g. & Hamilton, L. J. *Nuclear Reactor Analysis*, John wiley & sons, New York, USA (1976)

ثالثاً: مواقع مفيدة على شبكة الإنترنت

[٢١] http://www.iaea.org

[٢٢] http://www.icrp.org

[٢٣] http://www.icru.org

[٢٤] http://www.Wikipedia.org

[٢٥] http://www.word-nuclear.org

[٢٦] http://www.cameco.com

[٢٧] http://www.urenco.com

[٢٨] http://www.anawa.org.au

[٢٩] http://www.globalsecurity.org

[٣٠] http://www.japannuclear.com

[٣١] http://www.nrc.gov

[٣٢] http://www.euronuclear.org

[٣٣] http://www.web.ead.anl.gov

[٣٤] http://www.solocomhouse.com

[٣٥] http://www.unic.com

[٣٦] http://www.science.howstaffworks.com.au

[٣٧] http://www.cea.fr

[٣٨] http://www.nei.org

[٣٩] http://www.cogemalahague.com

[٤٠] http://www.euratom.org

ثبت المصطلحات

أولاً: عربي- إنجليزي



أجهزة القياس	Measuring Instruments
احتمال التفكك	Probability of decay
احتمال الحوادث النووية	Probability of nuclear accidents
احتمال عدم التسرب	Non leakage probability
أدوات التحكم	Controls devices
أزمة الغليان	Boiling crisis
استثارة (تهيج)	Excitation
استقرار نووي	Nuclear stability
استهلاك الوقود	Fuel consumption
أسر الإلكترون	Electron capture
الإشعاعات النووية	Nuclear radiation
إشعاعات مؤينة	Ionizing radiations

اضمحلال (تفكك، إنحلال)	Decay
إطفاء المفاعل	Reactor shutdown
امتصاص النيوترون	Neutron absorption
الإنتاج الحراري	Heat production
إنتاج النيوترونات	Neutron production
انتشار النظائر المشعة	Radioisotopes diffusion
الانتشار النووي	Nuclear proliferation
انتشار النيوترونات	Neutron diffusion
انتشار زمرتين من النيوترونات	Two groups neutron diffusion
انتقال النيوترونات	Transport of neutrons
اندماج (التحام) نووي	Nuclear fusion
الإنشطار	Fission
الانشطار المتسلسل	Fission chain
انشطار(إنفلاق)	Fission

ب

بارن	Barn
البروتون	Proton
بيتا	Beta particles

ت

التحليل (الفصل)	Resolution
تحليل إشعاعي	Activation analysis

التخصيب بالانتشار الغازي	Gaseous diffusion enrichment
التخصيب بالطرد المركزي	Centrifuge enrichment
التخصيب بالفوهات المنحنية	Becker nozzle enrichment
التخصيب بالليزر	Laser enrichment
التخلص من النفايات	Waste disposal
الترابط	Binding energy
تسرب	Leakage
تشتت	Scattering
تشعيع	Irradiation
تصنيف النيوترونات	Type of neutron
تضاعف النيوترونات	Neutron multiplication
تعدين اليورانيوم	Uranium mining
تفاعل متسلسل	Chain reaction
تفاعلات نووية	Nuclear reactions
التفكك	Disintegration energy
تلوث إشعاعي	Radioactive contamination
التهدئة	Slowing down power
تهدئة النيوترونات	Neutron thermalisation
التهدئة بدون امتصاص	Thermalisation without absorption
التهوين	Attenuation lay
توازن إشعاعي	Radioactive equilibrium
توزيع الطاقة	Energy distribution
توفير الكتلة الحرجة	Gain of critical mass
تيار النيوترونات	Neutron Current

ث

ثابت التفكك (الاضمحلال)	Decay constant
ثالث أكسيد اليورانيوم	Uranium trioxide
ثري(الوقود)	Enriched (fuel)

ج

الجرعات الإشعاعية	Radiation doses
جزيئات	Molecules
جسيمات ألفا	Alpha particles

ح

حاجز	Barrier
الحالة الحرجة	Critical state
الحالة الحرجة الفورية	The prompt criticality
حراري	Thermal neutron
الحرجة	Critical mass
حزمة	Beam
الحزمة	Beam intensity
حماية إشعاعية	Radiation protection
الحواجز الإشعاعية	Radiological barriers
حوادث إشعاعية	Radioactive accidents

حوادث التحكم في الفاعلية	The flow of coolant accidents
الحوادث النووية	Nuclear accidents
الحوادث النووية المحتملة	Potential nuclear accidents

خ

خطر إشعاعي	Radiation hazard
خلفية (أرضية)	Background
خلفية إشعاعية	Background radiation

د

دائرة التحكم المغلقة	Closed control circuit
دائرة التحكم المفتوحة	open control circuit
دورة النيوترونات	Neutrons cycle
دورة الوقود النووي	Nuclear fuel cycle
ديتيريوم (نظير للهيدروجين)	Deuterium (H_2)
ديناميكا المفاعلات النووية	Dynamics of nuclear reactors

ذ

ذبذبات	Frequencies
ذرة	Atom
ذروة	Peak
الذرية (الكتلة)	Atomic mass

ر

راديوم	Radium

ز

الزمرة الواحدة	One group
الزمرتين من النوترونات	Two neutron group
زوج أيوني	Ion pair

س

الساكنة	Rest mass
سريع	Fast neutron
سلاسل النشاط الإشعاعي الطبيعي	Natural radioactive series
السلامة السلبية	Passive safety
السلامة الفعّالة	Effective safety
سلسلة الثوريون	Thorium series

ش

شبه موصل	Semiconductor detector
شحنة سالبة	Negative charge
شدة	Intensity

الشروط الحدود ية	Conditions limit

ط

طاقة	Energy
الطاقة الحركية	Kinetic energy
طول الانتشار	Diffusion length
طول مسار الانتشار	Diffusion length
طول مسار التهدئة	Moderation length
طول مسار هجرة النيوترونات	Migration length

ع

عاكس	Reflector
عامل التضاعف الفعال	Effective multiplication factor
عامل التضاعف اللانهائي	Infinite multiplication factor
عامل القناة الساخنة	Hot channel factor
العدد الكتلي	Mass number
عرض مجهري	Microscopic cross section
عمر النصف	Half-life
عمليات التخصيب	Enrichment process
العنصر	Element
عواكس النيوترونات	Neutron reflectors
عينة	Sample

غ

غرفة التحكم	Control room
غير مرن (التشتت)	Inelastic scattering
غير مستقرة	Unstable isotopes

ف

الفاعلية	Reactivity
فاعلية الزنون	Reactivity of xenon
فاعلية السامريوم	Reactivity of Samarium
فاعلية العناصر السامة	Reactivity of toxic elements
فاعلية قضبان التحكم	Reactivity of control bars
فصل النظائر	Isotope separation
فيض نيوتروني	Neutron flux

ق

قانون الامتصاص	Absorption law
قدرة الإيقاف	Stopping power
قدرة التحكم	Power of the reactor
قضبان التحكم	Control rods
قضبان الوقود	Fuel rods
قلب المفاعل	Reactor core

ك

كاشف	Detector
الكتلة	Mass
كثافة	Density
الكروي (مفاعل)	Spherical reactor
كمية الحركة	Momentum
كوري	Curie

م

مادة مشعة	Radioactive material
المبادل الحراري	Heat exchanger
المبرد	Cooler
المتوازي الأضلاع	Parallelepiped reactor
متوسط العمر(العمر الوسطي)	Mean-life
محاور المختبر	Laboratory reference
محاور مركز الكتلة	Center mass reference
محطات القدرة النووية	Nuclear power plants
محطات تخصيب الوقود	Fuel enrichment plants
محطات تصنيع الوقود	Fuel fabrication plants
محطة تكرير الوقود	Fuel reprocessing plants
مدار	Orbit
مربع المسار الحر للانتشار	Square of the diffusion length

مرحلة الغليان	Boiling step
مرن (التشتت)	Elastic scattering
المسارات الحرة للنيوترونات	Free paths of neutrons
مستقرة (نظائر)	Stable isotope
مستهلك	Spent fuel
مشحونة	Charged particles
مشع	Radioactive
مصادر مشعة	Radioactive sources
المصدر	Source strength
مصدر نقطي للنيوترونات	Punctual neutron source
معادلة الانتشار	Diffusion equation
معالجة النفايات	Waste treatment
معامل احتمال الهروب	Resonance escape probability factor
معامل الاستعمال الحراري	Thermal utilization factor
معامل الانتقال الحراري	Heat transfer factor
معامل الانشطار الحراري	Thermal diffusion factor
معامل الانشطار السريع	Fast fission factor
معايرة	Calibration
معدل المسار الحر الإنتقالي	Mean transport length
معدل زاوية التشتت	Scattering angle rate
مفاعل "تشرنوبل"	Chernobyl-Reactor
مفاعل "ثري ميال إزلاند"	Three miles island reactor
المفاعل الاستواني	Cylindrical reactor
مفاعل حراري	Thermal reactor

مفاعل سريع ولود	Fast breeder reactor
مفاعلات الجيل الأول	First generation reactors
مفاعلات الجيل الثالث	Third generation reactors
مفاعلات الجيل الثاني	Second generation reactors
مفاعلات الجيل الرابع	Fourth generation reactors
المقطع العرضي لإزالة النيوترونات	Neutron removable Cross-section
المقطع العرضي للانشطار	fission cross-section
مقطع عرض مجهاري	Macroscopic cross section
مقياس شغل الفصل	Measure of separation work
مكبر	Amplifier
مليون إلكترون فولت	Mev
منتج (مولد للبلوتونيوم)	Breeder reactor
المهدئ	Moderator
المواد الانشطارية	Fissile material
المواد الماصة للنيوترونات	Neutron absorbing materials
المولد الكهربائي	Generator

ن

نسبة أزمة الغليان	Proportion of boiling crisis
نشاط إشعاعي	Radioactivity
نظائر	Isotopes
نظائر البلوتونيوم	Isotopes of plutonium
نظائر اليورانيوم	Isotopes of uranium

نظائر شظايا الانشطار	Isotopes of fission fragments
نظرية انتشار النيوترونات	Neutron diffusion theory
نظرية انتقال النيوترونات	Neutron transport theory
نظرية فرمي للانتشار	Fermi diffusion theory
نظرية فرمي للعمر	Age Fermi theory
نفايات مشعة	Radioactive waste
نقص الكتلة	Mass defect
النقل الحراري	Heat transfer
نواة	Nucleus
نواتج الانشطار	Fission fragments
نووي (مفاعل)	Nuclear reactor
نووية (طاقة)	Nuclear energy
نويدة	Nucleon
نيوترون	Neutron
النيوترونات	Neutron detector
النيوترونات	Neutron density
النيوترونات الفورية	Prompt neutrons
النيوترونات المتأخرة	Delayed neutrons
نيوترينو	Neutrino

هـ

الهيدروجين	Hydrogen
الهيليوم	Helium

و

وزن ذري	Atomic Weight
وعاء حاوي	Containment
وعاء ضغط المفاعل	Reactor Pressure Vessel
وقود أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم	Mixed Uranium and plutonium oxide fuel
الوقود النووي	Nuclear fuel
الوقود النووي المستهلك	Spent nuclear fuel
وقود اليورانيوم الطبيعي	Natural uranium fuel
وقود اليورانيوم المخصب	Enriched uranium fuel
وقود مُخصَّب	Enriched Fuel
وليدة	Daughter nucleus

ي

اليورانيوم	Uranium series
يورانيوم مُخصَّب (مثري)	Enriched uranium

ثانياً: إنجليزي– عربي



Absorption law	قانون الامتصاص
Activation analysis	تحليل إشعاعي
Age Fermi theory	نظرية فرمي لعمر
Alpha particles	جسيمات ألفا
Amplifier	مكبر
Atom	ذرة
Atomic mass	الذرية
Atomic Weight	وزن ذري
Attenuation lay	التهوين

B

Background	خلفية (أرضية)
Background radiation	خلفية إشعاعية
Barn	بارن
Barrier	حاجز
Beam	حزمة
Beam intensity	الحزمة
Becker nozzle enrichment	التخصيب بالفوهات المنحنية
Beta particles	بيتا

Binding energy	الترابط
Boiling crisis	أزمة الغليان
Boiling step	مرحلة الغليان
Breeder reactor	منتج (مولد للبلوتونيوم)

C

Calibration	معايرة
Center mass reference	محاور مركز الكتلة
Centrifuge enrichment	التخصيب بالطرد المركزي
Chain reaction	تفاعل متسلسل
Charged particles	مشحونة
Chernobyl-Reactor	مفاعل "تشرنوبل"
Closed control circuit	دائرة التحكم المغلقة
Conditions limit	الشروط الحدود ية
Containment	وعاء حاوي
Control rods	قضبان التحكم
Control room	غرفة التحكم
Controls devices	أدوات التحكم
Cooler	المبرد
Critical mass	الحرجة
Critical state	الحالة الحرجة
Curie	كوري
Cylindrical reactor	المفاعل الإستواني

D

Diffusion length	طول مسار الانتشار
Daughter nucleus	وليدة
Decay	اضمحلال (تفكك، إنحلال)
Decay constant	ثابت التفكك (الاضمحلال)
Delayed neutrons	النيوترونات المتأخرة
Density	كثافة
Detector	كاشف
Deuterium (H_2)	ديتيريوم (نظير للهيدروجين)
Diffusion equation	معادلة الانتشار
Dynamics of nuclear reactors	ديناميكا المفاعلات النووية

E

Effective multiplication factor	عامل التضاعف الفعال
Effective multiplication factor	عامل التضاعف الفعَّال
Effective safety	السلامة الفعَّالة
Elastic scattering	مرن
Electron capture	أسر الإلكترون
Element	العنصر
Energy	طاقة
Energy distribution	توزيع الطاقة
Enriched Fuel	وقود مُخصَّب

Enriched uranium	يورانيوم مُخصَّب (مثري)
Enriched uranium fuel	وقود اليورانيوم المخصب
Enrichment process	عمليات التخصيب
Escape probability factor	معامل احتمال الهروب
Excitation	استثارة (تهيج)

F

Fast breeder reactor	مفاعل سريع ولود
Fast fission factor	معامل الانشطار السريع
Fast neutron	سريع
Fermi diffusion theory	نظرية فرمي للانتشار
First generation reactors	مفاعلات الجيل الأول
Fissile material	المواد الانشطارية
Fission	الانشطار
Fission chain	الانشطار المتسلسل
fission cross-section	المقطع العرضي للانشطار
Fission fragments	نواتج الانشطار
Fission products	نواتج الانشطار
Fourth generation reactors	مفاعلات الجيل الرابع
Free paths of neutrons	المسارات الحرة للنيوترونات
Frequencies	ذبذبات
Fuel consumption	استهلاك الوقود
Fuel enrichment plants	محطات تخصيب الوقود
Fuel fabrication plants	محطات تصنيع الوقود

محطة تكرير الوقود	Fuel reprocessing plants
قضبان الوقود	Fuel rods

G

توفير الكتلة الحرجة	Gain of critical mass
التخصيب بالانتشار الغازي	Gaseous diffusion enrichment
المولد الكهربائي	Generator

H

عمر النصف	Half-life
المبادل الحراري	Heat exchanger
الإنتاج الحراري	Heat production
النقل الحراري	Heat transfer
معامل الانتقال الحراري	Heat transfer factor
الهيليوم	Helium
عامل القناة الساخنة	Hot channel factor
الهيدروجين	Hydrogen

I

غير مرن	Inelastic scattering
عامل التضاعف اللانهائي	Infinite multiplication factor
شدة	Intensity
زوج أيوني	Ion pair

إشعاعات مؤينة	Ionizing radiations
تشعيع	Irradiation
فصل النظائر	Isotope separation
نظائر	Isotopes
نظائر شظايا الانشطار	Isotopes of fission fragments
نظائر البلوتونيوم	Isotopes of plutonium
نظائر اليورانيوم	Isotopes of uranium

K

الطاقة الحركية	Kinetic energy

L

محاور المختبر	Laboratory reference
التخصيب بالليزر	Laser enrichment
تسرب	Leakage
ليثيوم	Lithium

M

مقطع عرض مجهاري	Macroscopic cross section
الكتلة	Mass
نقص الكتلة	Mass defect
العدد الكتلي	Mass number
معدل المسار الحر الإنتقالي	Mean transport length

متوسط العمر (العمر الوسطي)	Mean-life
مقياس شغل الفصل	Measure of separation work
أجهزة القياس	Measuring Instruments
مليون إلكترون فولت	Mev
عرض مجهري	Microscopic cross section
طول مسار هجرة النيوترونات	Migration length
وقود أكسيد اليورانيوم والبلوتونيوم	Mixed Uranium and plutonium oxide fuel
طول مسار التهدئة	Moderation length
مهدئ	Moderator
جزيئات	Molecules
كمية الحركة	Momentum

N

سلاسل النشاط الإشعاعي الطبيعي	Natural radioactive series
وقود اليورانيوم الطبيعي	Natural uranium fuel
شحنة سالبة	Negative charge
نيوترينو	Neutrino
نيوترون	Neutron
المواد الماصة للنيوترونات	Neutron absorbing materials
امتصاص النيوترون	Neutron absorption
تيار النيوترونات	Neutron Current
النيوترونات	Neutron density
النيوترونات	Neutron detector
انتشار النيوترونات	Neutron diffusion

Neutron diffusion theory	نظرية انتشار النيوترونات
Neutron flux	فيض نيوتروني
Neutron multiplication	تضاعف النيوترونات
Neutron production	إنتاج النيوترونات
Neutron reflectors	عواكس النيوترونات
Neutron removable Cross-section	المقطع العرضي لإزالة النيوترونات
Neutron thermalisation	تهدئة النيوترونات
Neutron transport theory	نظرية انتقال النيوترونات
Neutrons cycle	دورة النيوترونات
Non leakage probability	احتمال عدم التسرب
Nuclear accidents	الحوادث النووية
Nuclear energy	نووية
Nuclear fuel	الوقود النووي
Nuclear fuel cycle	دورة الوقود النووي
Nuclear fusion	اندماج (التحام) نووي
Nuclear power plants	محطات القدرة النووية
Nuclear proliferation	الانتشار النووي
Nuclear radiation	الإشعاعات النووية
Nuclear reactions	تفاعلات نووية
Nuclear reactor	نووي
Nuclear stability	استقرار نووي
Nucleon	نويدة
Nucleus	نواة

O

One group	الزمرة الواحدة
open control circuit	دائرة التحكم المفتوحة
Orbit	مدار

P

Parallelepiped reactor	مفاعل المتوازي الأضلاع
Passive safety	السلامة السلبية
Peak	ذروة
Potential nuclear accidents	الحوادث النووية المحتملة
Power of the control	قدرة التحكم
Probability of decay	احتمال التفكك
Probability of nuclear accidents	احتمال الحوادث النووية
Prompt neutrons	النيوترونات الفورية
Proportion of boiling crisis	نسبة أزمة الغليان
Proton	البروتون
Punctual neutron source	مصدر نقطي للنيوترونات

R

Radiation doses	الجرعات الإشعاعية
Radiation hazard	خطر إشعاعي
Radiation protection	حماية إشعاعية

Radioactive	مشع
Radioactive accidents	حوادث إشعاعية
Radioactive contamination	تلوث إشعاعي
Radioactive equilibrium	توازن إشعاعي
Radioactive material	مادة مشعة
Radioactive sources	مصادر مشعة
Radioactive waste	نفايات مشعة
Radioactivity	نشاط إشعاعي
Radioisotopes diffusion	انتشار النظائر المشعة
Radiological barriers	الحواجز الإشعاعية
Radium	راديوم
Reactivity	الفاعلية
Reactivity of control bars	فاعلية قضبان التحكم
Reactivity of Samarium	فاعلية السامريوم
Reactivity of toxic elements	فاعلية العناصر السامة
Reactivity of xenon	فاعلية الزنون
Reactor core	قلب المفاعل
Reactor Pressure Vessel	وعاء ضغط المفاعل
Reactor shutdown	إطفاء المفاعل
Reflector	عاكس
Resolution	التحليل (الفصل)
Resonance escape probability factor	معامل احتمال الهروب
Rest mass	الساكنة

S

Sample	عينة
Scattering	تشتت
Scattering angle rate	معدل زاوية التشتت
Second generation reactors	مفاعلات الجيل الثاني
Semiconductor detector	شبه موصل
Slowing down power	التهدئة
Source strength	المصدر
Spent fuel	مستهلك
Spent nuclear fuel	الوقود النووي المستهلك
Spherical reactor	الكروي
Square of the diffusion length	مربع المسار الحر للانتشار
Stable isotope	مستقرة
Stopping power	قدرة الإيقاف

T

The flow of coolant accidents	حوادث التحكم في الفاعلية
The prompt criticality	الحالة الحرجة الفورية
Thermal diffusion factor	معامل الانشطار الحراري
Thermal neutron	حراري
Thermal reactor	مفاعل حراري
Thermal utilization factor	معامل الاستعمال الحراري

Thermalisation without absorption	التهدئة بدون امتصاص
Third generation reactors	مفاعلات الجيل الثالث
Thorium series	سلسلة الثوريون
Three miles island reactor	مفاعل "ثري ميال إزلاند"
Transport of neutrons	انتقال النيوترونات
Two groups neutron diffusion	انتشار زمرتين من النيوترونات
Two neutron group	الزمرتين من النوترونات
Type of neutron	تصنيف النيوترونات

U

Unstable isotopes	غير مستقرة
Uranium mining	تعدين اليورانيوم
Uranium series	اليورانيوم
Uranium trioxide	ثالث أكسيد اليورانيوم

W

Waste disposal	التخلص من النفايات
Waste treatment	معالجة النفايات

كشاف الموضوعات

أ

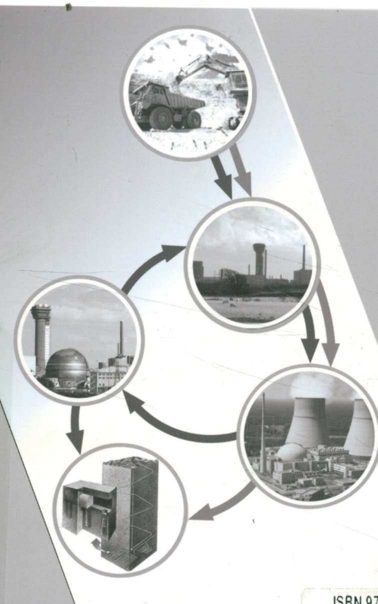
ت


ق


ك

ن

و





www.ksu.edu.sa


ISBN 9789960559827